

Л. М. ОЗЕРНОЙ, О. Ф. ПРИЛУЦКИЙ, И. Л. РОЗЕНТАЛЬ

АСТРОФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1973

Озерной Л. М., Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. **Астрофизика высоких энергий**. М., Атомиздат, 1973 г., с. 248

В книге рассмотрены вопросы, наименее освещенные в обзорах и монографиях, а именно взаимопроникновение методов физики частиц высоких энергий и астрофизики. Особенно большое внимание обращается на теорию процессов взаимодействий частиц больших энергий, существующих в космосе, изложение экспериментальных данных о процессах в звездах, галактиках и Метагалактике, регистрируемых вне оптического диапазона (инфракрасная, рентгеновская и гамма-астрономия). Много внимания уделено интерпретации данных, наблюдаемых в этих диапазонах энергий. Таблиц 27, рисунков 55, библиография 518

В последние десятилетия в астрономии произошли поистине революционные изменения. Более существенны, пожалуй, не конкретные сенсационные открытия (квазаров, пульсаров, реликтового излучения и т. п.), а изменение самого «духа» астрономии.

До начала XX века астрономия в основном была наукой об объектах, которые считались стационарными во времени. Космогонические гипотезы, подобные гипотезе Канта—Лапласа, были по существу инородным телом. Хорошая иллюстрация подобной ситуации — это первоначальное стремление Эйнштейна построить модель статической Вселенной.

Если пытаться выделить отдельные достижения, сыгравшие наибольшую роль в разрушении идеи неизменности в астрономии, то, вероятно, следует назвать работы Фридмана и Хаббла. По-видимому, к двадцатым годам нашего столетия астрономия «созрела» для мощного вторжения в нее идеи эволюции. Сейчас эта идея, получившая подтверждение астрономическими открытиями нестационарных и взрывающихся объектов, пронизывает всю современную астрономию; наиболее интересные исследования относятся именно к нестационарным объектам (Вселенная, квазары, ядра галактик, сверхновые звезды, пульсары и т. п.).

Идея эволюции тесно связана и с другими переменами в астрономии. В последнее время произошло резкое расширение диапазона наблюдений. До конца тридцатых годов оптический диапазон занимал монопольное положение; в 50-х годах положение кардинально изменилось. Сейчас проводятся систематические наблюдения почти во всех диапазонах длин волн излучений, в которых межзвездная среда относительно прозрачна (радио-, инфракрасный, оптический, ультрафиолетовый, рентгеновский и γ -диапазоны).

Наиболее полная информация о нестационарных объектах очень часто связана с внеоптическими диапазонами. Сейчас наблюдаются объекты, мощность излучения которых в инфракрасном и

рентгеновском диапазоне на много порядков больше, чем в оптическом. Это обстоятельство имеет, в сущности, простое объяснение: в нестационарных объектах и процессах возникают мощные потоки релятивистских частиц, которые приводят к существенно неравновесному излучению, простирающемуся от радио- до γ -диапазона.

Разумеется, упомянутое расширение наблюдательных возможностей обусловлено изменением традиционных методов исследований. Электроника и современные методы регистрации элементарных частиц приобретают в астрономии ту же степень «гражданства», что и традиционные оптические приборы. Все эти обстоятельства привели к появлению новых разделов астрономии и, в частности, астрофизики высоких энергий.

Общепризнанных границ круга вопросов, которые следовало бы отнести к астрофизике высоких энергий, пока нет. Обычно сюда включают астрофизические явления с выделением энергии, составляющей заметную долю массы покоя источников, и (или) процессы, сопровождающиеся генерацией квантов и частиц высоких энергий.

Данный раздел астрофизики будет играть, по-видимому, фундаментальную роль в понимании природы нестационарных объектов, поскольку именно взаимодействия релятивистских частиц со средой (веществом, полями, излучением) обуславливают большую, а иногда и основную часть информации об этих объектах.

Настоящая книга посвящена астрофизике высоких энергий. Сформулируем цели книги и характер ее построения. Прежде чем ответить на эти вопросы, нам нужно было четко представить себе круг ее будущих читателей.

Программа-максимум, на которую рассчитывали авторы, — привлечь внимание физиков, интересующихся различными астрофизическими приложениями, и заинтересовать астрофизиков, не знакомых еще с этим кругом вопросов. В отличие от книги Уикса*, служащей элементарным введением в рассматриваемую проблематику, мы поставили своей задачей познакомить читателя с используемыми здесь основными методами расчетов.

Поставленные цели оправдывают своеобразное построение книги. Астрономическое введение не претендует на сколько-нибудь полное описание космических объектов и картины их эволюции. В нем содержатся сведения о том астрофизическом «фоне», на котором проявляются процессы высоких энергий, рассматриваемые в последующих главах. Сами эти процессы и методы их расчета освещены в книге достаточно полно. Мы не стремились доводить их всегда до конкретных астрофизических приложений, поэтому скажем о принципах отбора примеров, играющих в известной степени иллюстративную роль.

* Т. К. Уикс. Астрофизика высоких энергий. Пер. с англ. М., «Мир», 1972.

Во-первых, мы старались отобрать явления, в которых физика высоких энергий выступает в «чистом» виде, без пересечений с другими разделами, например, с физикой плазмы*.

Во-вторых, мы лишь бегло касались вопросов, уже изложенных обстоятельно в монографиях. Поэтому, в частности, мало затронуты вопросы ускорения и происхождения космических лучей. Этот круг вопросов подробно изложен в монографии В. Л. Гинзбурга и С. И. Сыроватского «Происхождение космических лучей» (М., Изд-во АН СССР, 1963). В малой степени затронуты проблемы, лежащие на пересечении астрофизики высоких энергий и того круга вопросов, который относят к релятивистской астрофизике и космологии. С ними можно познакомиться по монографиям Я. Б. Зельдовича и И. Д. Новикова «Релятивистская астрофизика» (М., «Наука», 1967) и «Теория тяготения и эволюция звезд» (М., «Наука», 1971).

В-третьих, мы хотели подчеркнуть упомянутое выше изменение духа астрономии и, в частности, астрофизики. Астрономы, как правило, используют физику для интерпретации наблюдаемых ими объектов с точки зрения уже установленных законов физики. Для физиков же основная задача — открытие новых закономерностей. Допустимо предположить, что исследование обнаруженных в последнее время необычных космических объектов приведет к синтезу обоих направлений.

Мы не считаем, однако, что имеющиеся сейчас астрономические данные требуют кардинальных изменений физических законов. Тем не менее многие объекты исследования (например Вселенная, пульсары или квазары) характеризуются экстремальными физическими параметрами (очень большими плотностями и температурами или энергиями). Поэтому описание подобных объектов требует иногда новых подходов и методов, а быть может, и некоторой экстраполяции установленных закономерностей за пределы их обычной применимости.

Это направление исследований, возможно, приведет к открытию новых физических законов. Поэтому в книге большое внимание уделяется, например, принципиальным вопросам взаимодействия элементарных частиц в связи с интерпретацией некоторых космических явлений (например, § 7.2). Включение подобного раздела едва ли строго соответствует названию данной книги. Однако сейчас мы еще очень далеки от точного определения круга вопросов, входящих в компетенцию астрофизики высоких энергий. Нам кажется, что ее содержание будет еще не раз уточняться и изменяться и в ее пределах будут развиваться направления, важные не только для астрофизики, но и для физики высоких энергий.

Имея в виду последнее замечание, авторы не ставили своей целью сколько-нибудь полно осветить все интересные вопросы астро-

* Роль плазменных явлений в астрофизике изложена в монографии С. А. Каплана и В. Н. Цытовича «Плазменная астрофизика». М., «Наука», 1972.

физики высоких энергий. Да это и невозможно без значительного увеличения объема книги. Поэтому преимущественное внимание уделено кругу вопросов, близких нашим сегодняшним интересам. Все рассмотренные в конце книги астрономические приложения связаны с открытыми в 60-х годах фоновыми излучениями Вселенной. Подобный выбор обусловлен прежде всего решающей ролью частиц и фотонов высоких энергий в свойствах и происхождении этих излучений. Другие причины, определившие такой выбор, — это важность фоновых излучений для космологии (включая проблемы происхождения галактик и природы активности их ядер), для которой фоновые излучения стали в настоящее время основным каналом астрофизической информации.

Хотя авторы стремились удержаться от искушения строить конкретные модели для интерпретации подчас неполного и неустоявшегося материала астрономических наблюдений, этот соблазн не везде удалось преодолеть. В таких местах, вероятно, проявились личные пристрастия авторов, но мы старались изложить (хотя и не всегда в том же объеме) и альтернативные точки зрения.

Настоящая книга — одна из первых попыток подвести некоторые итоги астрономическим применениям методов физики высоких энергий. Поэтому мы заранее благодарны читателям, которые, ознакомившись с книгой, пришлют нам свои замечания.

Авторы приносят глубокую благодарность Г. Т. Зацепину, В. С. Березинскому и В. Н. Сазонову, которые прочитали рукопись книги и сделали много полезных замечаний.

*Л. М. Озерной
О. Ф. Прилуцкий
И. Л. Розенталь*

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- A — массовое число ядра
- E — энергия частиц
- E_e — энергия электронов
- E_γ — энергия фотонов
- E_h — энергия адронов
- E_p — энергия протонов
- E_k — кинетическая энергия частиц
- E_t — пороговая энергия процесса
- E^* — энергия частиц в системе центра инерции (Ц-система)
- dE/dx — энергетические потери частиц на единице длины пути
- $f(k)$ — функция распределения фотонов по импульсам
- H — напряженность магнитного поля
- $H_\perp$ — компонента напряженности магнитного поля, перпендикулярная к импульсу частицы
- H_0 — постоянная Хаббла
- I — интенсивность излучения (поток энергии излучения в единице телесного угла в единичном интервале энергий на единицу площади в единицу времени)
- j — светимость единицы объема (энергия, излучаемая единицей объема среды в единицу телесного угла в единичном интервале энергий в единицу времени)
- k — импульс фотонов
- l — мощность источников излучения (число частиц, излучаемых источниками в единице объема в единицу телесного угла в единичном интервале энергий в единицу времени)
- M, m — массы частиц
- n — концентрация (полная)
- N — дифференциальная концентрация (например, концентрация электронов в единичном интервале энергий $N_e(E_e)$)
- p — импульс частицы с конечной массой
- P — дифференциальный поток частиц через единицу площади в единицу времени в единичном интервале энергий в единице телесного угла
- T — температура
- v — скорость частицы
- $w, dw/d\Omega$ — полная (дифференциальная) интенсивность излучения отдельной частицы
- dW/dx — вероятность процесса на единице длины пути

физики высоких энергий. Да это и невозможно без значительного увеличения объема книги. Поэтому преимущественное внимание уделено кругу вопросов, близких нашим сегодняшним интересам. Все рассмотренные в конце книги астрономические приложения связаны с открытыми в 60-х годах фоновыми излучениями Вселенной. Подобный выбор обусловлен прежде всего решающей ролью частиц и фотонов высоких энергий в свойствах и происхождении этих излучений. Другие причины, определившие такой выбор, — это важность фоновых излучений для космологии (включая проблемы происхождения галактик и природы активности их ядер), для которой фоновые излучения стали в настоящее время основным каналом астрофизической информации.

Хотя авторы стремились удержаться от искушения строить конкретные модели для интерпретации подчас неполного и неустоявшегося материала астрономических наблюдений, этот соблазн не везде удалось преодолеть. В таких местах, вероятно, проявились личные пристрастия авторов, но мы старались изложить (хотя и не всегда в том же объеме) и альтернативные точки зрения.

Настоящая книга — одна из первых попыток подвести некоторые итоги астрономическим применениям методов физики высоких энергий. Поэтому мы заранее благодарны читателям, которые, ознакомившись с книгой, пришлют нам свои замечания.

Авторы приносят глубокую благодарность Г. Т. Зацепину, В. С. Березинскому и В. Н. Сазонову, которые прочитали рукопись книги и сделали много полезных замечаний.

*Л. М. Озерной
О. Ф. Прилуцкий
И. Л. Розенталь*

- A — массовое число ядра
- E — энергия частиц
- E_e — энергия электронов
- E_γ — энергия фотонов
- E_h — энергия адронов
- E_p — энергия протонов
- E_k — кинетическая энергия частиц
- E_t — пороговая энергия процесса
- E^* — энергия частиц в системе центра инерции (Ц-система)
- dE/dx — энергетические потери частиц на единице длины пути
- $f(k)$ — функция распределения фотонов по импульсам
- H — напряженность магнитного поля
- $H_\perp$ — компонента напряженности магнитного поля, перпендикулярная к импульсу частицы
- H_0 — постоянная Хаббла
- I — интенсивность излучения (поток энергии излучения в единице телесного угла в единичном интервале энергий на единицу площади в единицу времени)
- j — светимость единицы объема (энергия, излучаемая единицей объема среды в единицу телесного угла в единичном интервале энергий в единицу времени)
- k — импульс фотонов
- l — мощность источников излучения (число частиц, излучаемых источниками в единице объема в единицу телесного угла в единичном интервале энергий в единицу времени)
- M, m — массы частиц
- n — концентрация (полная)
- N — дифференциальная концентрация (например, концентрация электронов в единичном интервале энергий $N_e(E_e)$)
- p — импульс частицы с конечной массой
- P — дифференциальный поток частиц через единицу площади в единицу времени в единичном интервале энергий в единице телесного угла
- T — температура
- v — скорость частицы
- $w, dw/d\Omega$ — полная (дифференциальная) интенсивность излучения отдельной частицы
- dW/dx — вероятность процесса на единице длины пути

w — плотность энергии различных компонент космической среды (например, w_r — плотность энергии фонового реликтового излучения)
 z — красное смещение
 Z — заряд частицы
 $\beta = v/c$ — отношение скорости частицы к скорости света
 β — параметр космологической эволюции источников
 Γ — лоренц-фактор частицы
 γ — показатель степенного спектра потока частиц
 ϵ_r — энергия фотонов фонового излучения
 λ — пробег частиц в среде
 ν — частота излучения
 σ — полное сечение процесса
 $d\sigma/d\Omega, d\sigma/dE$ — дифференциальные сечения процессов
 ω — угловая частота колебаний

АСТРОФИЗИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

§ 1.1.

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОРМАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК. СТРУКТУРА МЕТАГАЛАКТИКИ

Видимая область Вселенной — Метагалактика — содержит звезды (объединенные в галактики и их скопления), относительно разреженный межгалактический газ и пронизана заряженными частицами высоких энергий — *космическими лучами*, а также фотонами различных частот — *космическим излучением*. Эти компоненты взаимодействуют друг с другом, образуя сложный комплекс явлений. Некоторые из них наблюдаются непосредственно, другие обнаруживают себя косвенным путем. О вкладе перечисленных компонент в плотность энергии или массы можно судить по рис. 1.

Для понимания явлений, обусловленных существованием и взаимодействием высокоэнергичных составляющих Метагалактики, необходимо знание элементарных процессов и астрофизических условий, в которых эти процессы протекают. В этой главе мы рассмотрим источники излучения и генерации частиц высоких энергий, начав с обзора свойств нормальных галактик.

Строение и свойства звездной компоненты нашей Галактики. Наша Галактика содержит более 100 миллиардов звезд. Наше Солнце — довольно типичная звезда, имеющая следующие физические характеристики: массу $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г, радиус $R_{\odot} = 6,96 \times 10^{10}$ см, светимость $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/сек. Но дисперсия свойств звезд весьма велика. Звезды сильно различаются светимостью (от $10^{-3}L_{\odot}$ у белых карликов до $10^5L_{\odot}$ у сверхгигантов) и поверхностной температурой (от $2 \cdot 10^3$ ° К у красных карликов до $5 \cdot 10^4$ ° К у ядер планетарных туманностей), что является следствием различия в массе (от $3 \cdot 10^{-2}M_{\odot}$ до $10^2M_{\odot}$), радиусе (от $10^{-5}R_{\odot}$ у нейтронных звезд до $10^3R_{\odot}$ у красных сверхгигантов) и возрасте (от 10^6 до 10^{10} лет). Масса и возраст звезды коррелируют с ее кинематикой, вследствие чего различные звезды занимают в Галактике не произвольное положение, а образуют три отдельные составляющие. Молодые горячие звезды дают плоскую составляющую; относительно холодные звезды, которых большинство, входят

в промежуточную составляющую; наиболее старые звезды — субкарлики, в том числе являющиеся членами шаровых скоплений и ядра Галактики, образуют гало- или сферическую составляющую (последнюю иногда называют эллиптической). Кинематически звезды плоской составляющей характеризуются минимальными хаотическими скоростями и обнаруживают сильную концентрацию к галактической плоскости. У звезд сферической составляющей дис-

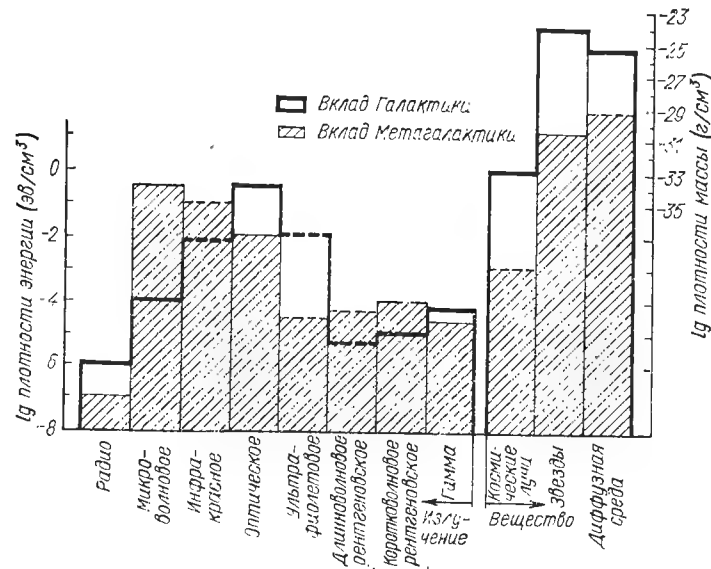


Рис. 1. Плотности энергии космического электромагнитного излучения в различных спектральных интервалах [1] и плотности массы вещества в различных формах. Неуверенные оценки показаны пунктиром.

персия скоростей велика, и концентрируются они не к плоскости, а к галактическому центру. Характеристики составляющих (согласно работе [2], дополненной современными данными) приведены в табл. 1.

ТАБЛИЦА 1
Звездные составляющие Галактики

Составляющая	Полутолщина, пс*	Сплюснутость	Масса в долях массы Галактики	Звездная плотность, $(M_{\odot}/10^3) \text{ пс}^{-3}$
Плоская	150	0,02	0,04	30
Промежуточная (диск)	400	0,09	0,69	50
Сферическая (гало- и центральное тело)	2300	0,60	0,27	2

* 1 парсек (пс) = $3,09 \cdot 10^{18}$ см.

Основной тип движений в Галактике представлен вращением, но характер орбит сильно различается у разных составляющих. Звезды сферической составляющей, обладающие минимальным удельным моментом вращения, движутся по очень вытянутым, почти радиальным орбитам. Звезды промежуточной и особенно плоской подсистем движутся по орбитам, близким к круговым. Например, наше Солнце лежит почти точно в плоскости Галактики на расстоянии 10 кпс ($3 \cdot 10^{22}$ см) от ее центра и участвует в общем галактическом вращении с круговой скоростью около 220 км/сек, т. е. совершает полный оборот за 275 млн. лет. Из-за неравномерности распределения масс в Галактике (имеется сильная концентрация к галактическому ядру) угловая скорость вращения плоской составляющей неодинакова по радиусу и растет к центру.

Звезды плоской составляющей группируются в спиральные ветви, или рукава (рис. 2). Они состоят преимущественно из горячих звезд — гигантов и сверхгигантов, а также диффузной газо-пылевой среды. Диффузная среда служит резервуаром для продолжающегося формирования молодых звезд [3].

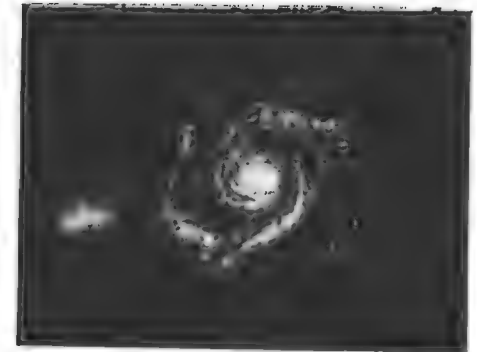


Рис. 2 Спиральная галактика типа Sc вместе со спутником (вид в плане).

Диффузная среда Галактики. Меньшую часть массы диффузной среды (около 1%) составляет пыль, концентрирующаяся в виде облачных сгущений (светлых и темных туманностей) в тонком слое вблизи галактической плоскости. По характеру поглощения и рассеяния света межзвездной пылью можно считать, что размер пылинок равен примерно 10^{-5} см, и состоят они из смеси льда, графита и металлосиликатов [4].

Межзвездный газ содержит водород (около 70% по массе), гелий (около 30%) и небольшую (примерно 10^{-4}) примесь более тяжелых элементов (C, N, O и др.). Газ распределен очень неоднородно. Как и пыль, он сосредоточен главным образом в спиральных рукавах. Наибольшую плотность газ имеет на расстояниях 5—8 кпс от галактического центра: от 1 до 3 атом/см³ в спиральных ветвях и на порядок ниже между ними [5].

Газовый диск Галактики состоит в основном из нейтрального водорода (так называемые области HI). Примерно 5% (по массе) межзвездных облаков находится вблизи горячих звезд. Подвергаясь звездному облучению, они образуют области ионизированного водорода (области HII) с температурой 10^4 °K, слабо зависящей от плотности газа. В областях HI, наоборот, температура газа

сильно зависит от его плотности. Это связано с тем, что нагрев газа осуществляется не излучением звезд, а мягкими космическими лучами и метагалактическим рентгеновским излучением (см. гл. 6)*. При таком нагреве в результате тепловой неустойчивости нейтральный газ, согласно работе [7], может быть лишь в двух фазах: плотной ($n_{\text{H}} \sim 1 \text{ см}^{-3}$) холодной с температурой $T \approx 10^2 \text{ }^\circ\text{K}$ и разреженной ($n \lesssim 10^{-1} \text{ см}^{-3}$) горячей с температурой $T \approx (6 \div 8) \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$. Последняя фаза реализуется в разреженном газе между спиральными рукавами Галактики. Что же касается степени ионизации межзвездного газа, то вблизи галактической плоскости концентрация электронов n_e колеблется в пределах от $2 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-3}$ и в среднем (т. е. для областей HI) составляет $3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, согласуясь с данными о частотном запаздывании импульсов от пульсаров [5]. Таким образом, оказывается, что в областях HI отношение $n_e/n_{\text{H}} \approx 10^{-2}$.

Магнитное поле и космические лучи в Галактике. Межзвездный газ пронизан магнитным полем, которое изучают несколькими способами: 1) по поляризации света звезд; 2) по зеемановскому расщеплению линии $\lambda = 21 \text{ см}$, излучаемой межзвездным водородом; 3) по вращению плоскости поляризации дискретных источников радиоизлучения. Наблюдения показывают, что магнитное поле Галактики носит в основном упорядоченный характер и вытянуто вдоль спиральных рукавов. На систематическое поле наложены локальные отклонения, связанные, по-видимому, с хаотической составляющей движения межзвездных облаков. Средняя напряженность магнитного поля в диске Галактики — около $3 \cdot 10^{-6} \text{ э}$ [5].

Специфической формой диффузного вещества Галактики являются космические лучи — протоны, α -частицы и более тяжелые ядра. Не касаясь электронной компоненты, а также частиц с энергией $E > 10^{16} \text{ эв}$ (см. гл. 5 и 7), отметим некоторые основные свойства галактических космических лучей (более подробно см. монографию [8]). Важнейшее свойство космических лучей — изотропия их потока. Для частиц с энергией $E \sim 10^{14} \text{ эв}$ анизотропия меньше 0,1%, а при $E \sim 10^{16} \text{ эв}$ она не превышает 1%. Тот факт, что плотность энергии космических лучей $1 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ близка к значениям плотности энергий галактических магнитных полей ($0,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$) и турбулентности ($0,5 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$) — сильный довод в пользу галактического происхождения космических лучей. Высокая степень их изотропии объясняется искривлением и запутыванием траекторий в галактических магнитных полях. Для объяснения аномального, по сравнению с межзвездным газом, химического состава космических лучей предполагают, что они в ходе диффузионного распространения проходят толщу межзвездного газа порядка 5 г/см^2 [9].

* Детальные расчеты [6] показывают, что вклад субкосмических лучей в нагрев газа, по-видимому, существенней фонового рентгеновского излучения.

Основные физические характеристики нашей Галактики приведены ниже.

Масса	$1,5 \cdot 10^{11} M$
Радиус	20 <i>кпс</i>
Период вращения (для окрестностей Солнца)	$275 \cdot 10^6$ лет
Масса газа	$5 \cdot 10^9 M_{\odot}$
Напряженность магнитного поля	$3 \cdot 10^{-6}$ э
Плотность энергии космических лучей	$1 \cdot 10^{-12}$ эрг/см ³
Плотность звезд в диске	$\sim 0,1$ пс ⁻³
Средняя плотность газа в диске	$\sim 10^{-24}$ г/см ³
Средняя плотность пыли в галактической плоскости	10^{-25} г/см ³
Радиус ядра Галактики	10 пс
Средняя плотность звезд в галактическом ядре	$\sim 10^2$ пс ⁻³

Типы галактик и их физические свойства. По внешнему виду галактики, согласно классификации Хаббла, делятся на четыре основных типа: эллиптические *E*, линзовидные *SO*, спиральные *S* и неправильные *Ir*. Среди ярких галактик (для которых эффекты селекции невелики) частота встречаемости разных типов галактик распределяется следующим образом [10]: *E* — 23%, *SO* — 21%, *S* — 51%, *Ir* — 3,5%. Оставшиеся 1,5% приходятся на пекулярные (особые) галактики (см. § 1.2).

Эллиптические галактики представляют собой сфероиды различной сплюснутости с сильной концентрацией звезд к центру. Они состоят главным образом из старых красных звезд малой светимости, подобно сферической составляющей нашей Галактики. Массы *E*-галактик и средние плотности их звездной составляющей в среднем выше, чем у других типов галактик, а доля газа, оставшегося несконденсированным в звезды, — наименьшая (см. табл. 2).

Промежуточным типом между *E*- и *S*-галактиками являются линзовидные галактики *SO*, обладающие толстым аморфным диском, лишенным газа.

Спиральные галактики делятся на подтипы (*Sa*, *Sb*, *Sc*) в зависимости от соотношения между сферической и плоской составляющими. Группа *Sa* обладает сравнительно большим ядром и слабыми спиральными ветвями. В галактиках *Sc* ядро меньше, а ветви развиты сильнее. Наша Галактика является промежуточной между *Sb* и *Sc*. В галактиках *Sc* (см. рис. 2) ядро выражено слабо, доминирует плоская составляющая с большим количеством газа и горячих звезд, образующих мощные спиральные ветви.

Неправильные галактики обладают в среднем наименьшей массой среди галактик других типов, но содержат наибольшую долю несконденсированного газа — до 30—40% массы. В неправильных галактиках процесс продолжающегося звездообразования выражен максимально резко.

Средние характеристики галактик различных типов представлены в табл. 2 [11].

ТАБЛИЦА 2

Средние характеристики галактик

Характеристики галактик	Тип галактики по Хабблу				
	<i>E, SO</i>	<i>Sa</i>	<i>Sb</i>	<i>Sc</i>	<i>Ir</i>
Средняя масса, $M_{\odot}$	$2,0 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,0 \cdot 10^9$
Светимость, $L_{\odot}$	$1,0 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$3,6 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^9$
Отношение масса/светимость	22	6,4	3,6	1,4	0,9
Средняя плотность, g/cm^3	$1,1 \cdot 10^{-23}$	$5,4 \cdot 10^{-24}$	$1,7 \cdot 10^{-24}$	$8,8 \cdot 10^{-25}$	$2 \cdot 10^{-25}$
Доля газовой составляющей	0,002	0,013	0,03	0,2	0,37

Последовательность галактик

$$Ir - Sc - Sb - Sa - SO - E \quad (1.1)$$

не эволюционна (в смысле перехода со временем галактик одного типа в другой), а отражает различные начальные условия при образовании галактик [12]. Вдоль последовательности галактик (1.1) в среднем уменьшается удельный момент вращения [13, 14], играющий важную роль в звездообразовании (см. более подробно § 1.5).

Распределение галактик в пространстве. В отличие от составляющих галактику звезд, лишь малая часть которых входит в состав обособленных групп (ассоциаций, рассеянных и шаровых скоплений), сами галактики редко бывают изолированы в пространстве, а большей частью объединяются в скопления различной численности. Выделяют пары галактик, триплеты, группы (с числом галактик $N \sim 10$), бедные скопления ($N \sim 10^2$), богатые скопления ($N \sim 10^3$) и сравнительно редкие скопления скоплений, или сверхскопления ($N \sim 10^5$). Наша Галактика вместе с двумя своими наиболее крупными спутниками — Большим и Малым Магеллановыми Облаками, а также Туманностью Андромеды входит в так называемую Местную Группу, содержащую в пределах радиуса $R \sim 0,8 \text{ Mpc}^*$ около 20 галактик.

Скопления галактик подразделяют на два типа — правильные и неправильные. Первые характеризуются сферической формой, и их галактики сильно концентрируются к центру скопления, где плотность в десятки тысяч раз превосходит среднюю («размазанную» по Метагалактике) пространственную плотность галактик, равную $5 \cdot 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$. Неправильные скопления галактик обладают нечетко выраженной формой и слабой концентрацией галактик. Тип галактик коррелирует с типом скоплений, аналогично двум типам населения галактики, образующих плоскую и сферическую составляющие (см. выше). В правильных скоплениях галактик доминируют эллиптические галактики, а в неправильных скоплениях преобладают спиральные и неправильные галактики.

* 1 мегапарсек (1 Mpc) = 10^6 pc = $3,09 \cdot 10^{24} \text{ см}$.

Сравнительно редкая встречаемость галактик вне скоплений, а также признаки релаксации в правильных скоплениях рассматриваются как серьезные аргументы в пользу динамической связанности скоплений гравитационными силами. Однако непосредственное сопоставление кинетической и потенциальной энергий скопления во многих случаях обнаруживает [15], что фактически измеряемая масса галактик меньше «вириальной», т. е. обеспечивающей выполнение теоремы вириала

$$2\mathcal{E}_{\text{кин}} + \mathcal{E}_{\text{грав}} = 0, \quad (1.2)$$

необходимое для стационарного равновесия. Расхождение между названными массами колеблется от нескольких раз до нескольких десятков раз, хотя в ряде случаев его можно уменьшить в результате учета проектирующихся на скопление посторонних галактик, учета неоднородного строения скопления и т. п.

Многочисленные попытки объяснить это расхождение сводятся к двум классам гипотез: 1) скопления нестационарны и расширяются за время, определяемое дисперсией внутренних скоростей; 2) скопления гравитационно связаны в результате влияния невидимой («скрытой») массы.

Предположение о нестационарности скоплений связывается либо с гипотезой о взрывном образовании галактик и скоплений [16] (см. также § 1.5), либо с потерей массы в результате гравитационного излучения или взрывного выметания из скопления межгалактического газа [17]. Первая гипотеза приводит к временам дезинтеграции групп и скоплений, нередко меньшим $2 \cdot 10^9$ лет [15], что несовместимо с наличием в этих системах эллиптических галактик, возраст звезд в которых не менее 10^{10} лет. Кинетическая энергия движений, интерпретируемых как разлет, должна быть для скоплений с $M = 10^{15} M_{\odot}$ порядка 10^{64} эрг, что намного превышает энерговыделение в объектах любых известных типов (см. § 1.2).

«Скрытая» масса, необходимая для реализации второй гипотезы, предполагается либо в виде далеко проэволюционировавших темных («мертвых») галактик [18], либо, что более вероятно, в виде межгалактического газа. Этот газ должен быть ионизован (верхний предел массы нейтрального водорода, допускаемой радионаблюдениями на 21 см [19], много меньше вириальной массы). Наблюдаемое рентгеновское излучение от скопления галактик *Coma* [20] совместимо с наличием там нужной вириальной массы облаков горячего ионизованного газа лишь в очень узком диапазоне параметров облаков [21].

Окончательное решение вопроса о причинах несоответствия вириальных и наблюдаемых масс вряд ли возможно без новых фактических данных.

Расширение Метагалактики. В начале XX столетия было обнаружено, что у всех достаточно удаленных галактик спектральные линии обладают красным смещением $z = \Delta\lambda/\lambda$, которое тем больше, чем больше расстояние до галактики. Хаббл, интерпретируя это

смещение доплер-эффектом и используя ярчайшие звезды галактик как индикаторы расстояний, показал, что скорость удаления галактики линейно связана с расстоянием до нее:

$$v = H_0 r \text{ или } cz = H_0 r, \quad (1.3)$$

где H_0 — *постоянная Хаббла*. Измерения красного смещения в радиолнии нейтрального водорода $\lambda = 21$ см [22], показывающие независимость z от λ в широком интервале частот — от радиодиапазона до ультрафиолета, подтверждают доплеровскую интерпретацию красных смещений спектров галактик.

Явление «разбегания» галактик, сопоставленное с ранее предсказанной советским математиком Фридманом в рамках релятивистской космологии нестационарностью Вселенной (см. § 1.4), стало рассматриваться как результат расширения Метагалактики. Альтернативные объяснения красного смещения галактик (например, в результате взаимодействия квантов с межгалактическим веществом или спонтанного распада квантов) оказались полностью несостоятельными [23].

В настоящее время для калибровки шкалы метагалактических расстояний используется около десяти различных методов [24], которые приводят к значению постоянной Хаббла в пределах неравенства

$$50 < H_0 < 100 \text{ км/(сек} \cdot \text{Мпс)}. \quad (1.3a)$$

Последние данные [25], основанные на улучшенных корреляциях между периодами, светимостями и цветами пульсирующих переменных звезд в ближайших галактиках, дают

$$H_0 = 54 \text{ км/(сек} \cdot \text{Мпс)}, \quad (1.3б)$$

что на порядок меньше первоначальной оценки Хаббла, сделанной в 1936 г. Истинное значение H_0 отличается от (1.3б) вряд ли более чем на 50%. Значение H_0^{-1} , которое определяет характерное время, прошедшее с начала метагалактического расширения, равно при H_0 из (1.3б) $18 \cdot 10^9 \text{ лет} = 5,7 \cdot 10^{17} \text{ сек}$.

К вопросу о нестационарности Метагалактики мы вернемся в § 1.4, а сейчас обсудим нестационарность и ее природу в дискретных метагалактических объектах.

§ 1.2.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЛАКТИКАХ

А. НОРМАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ

Нормальные галактики в целом являются стационарными образованиями. Этого нельзя сказать ни о многих типах звезд, входящих в галактики, ни о галактических ядрах и их окрестностях. Протекающие в этих объектах нестационарные, часто взрывные про-

цессы сопровождаются генерацией релятивистских частиц и нетеплового излучения, что представляет огромный интерес для астрофизики высоких энергий.

Вспышки звезд. Все звезды обнаруживают ту или иную степень активности. На Солнце, являющемся прототипом большинства звезд Галактики, время от времени происходят хромосферные вспышки с энергией до 10^{33} эрг, которые становятся заметными источниками космических лучей и жесткого электромагнитного излучения [26]. Звезды, имеющие нерегулярные во времени и большие амплитуды изменения блеска, обычно объединяются общим названием «эруптивные звезды» [27]. Энерговыделение при вспышках таких звезд заключено в пределах от 10^{29} эрг (локальные вспышки на поверхности звезд-карликов) до 10^{51} эрг (глобальные вспышки сверхновых звезд). Наиболее мощные — это вспышки новых и сверхновых звезд. Свойства таких звезд подробно рассмотрены в монографиях [27, 28] и суммированы в табл. 3. Вспышка звезды как новой нередко наблюдается повторно. Напротив, феномен сверхновой звезда претерпевает лишь однажды в ходе своей эволюции.

Результат вспышки сверхновой звезды (о механизме взрыва см. в монографии [29]) — это два важных явления: взрывной сброс наружной части звезды и гравитационное сжатие ее центральной части.

Оболочка, выбрасываемая при взрыве сверхновой, длительное время служит источником мощного нетеплового излучения от радиодиапазона до рентгеновского. Механизм этого излучения заключается в торможении релятивистских электронов в магнитном поле оболочки (см. гл. 2). Центральная же часть, претерпевшая сжатие, превращается в нейтронную звезду, обладающую сильным магнитным полем и вращением и обнаруживаемую как источник быстрого пульсирующего радиоизлучения — *пульсар*.

Пульсары. Число галактических пульсаров (впервые открытых в 1967 г., спустя 30 лет после предсказания теоретиками существования нейтронных звезд) превысило к концу 1973 г. 100. Пространственное распределение их в Галактике точно следует распределению остатков вспышек сверхновых II типа и плоской звездной составляющей, в которой возникают молодые сверхновые. На основе частоты вспышек сверхновых II типа (см. табл. 3) полное число пульсаров, существующих сейчас в Галактике, ожидается равным нескольким сотням миллионов, подавляющее большинство которых слишком слабы, чтобы быть наблюдаемыми.

Многообразие свойств пульсаров изложено в обзорах [30, 31], а теоретические представления содержатся в обзорах [32, 33]. К сожалению, вопросы, представляющие особый интерес для астрофизики высоких энергий (процессы в нейтронной звезде, электродинамика ее внешних областей, ускорение частиц и механизмы излучения пульсара) все еще остаются проблематичными. Вместе с тем трудно сомневаться, что основные свойства пульсаров найдут объяснение в рамках представлений о наклонном ротаторе (рис. 3).

ТАБЛИЦА 3

Свойства новых и сверхновых звезд

Свойства звезд	Новые звезды	Сверхновые I типа	Сверхновые II типа
Характер изменения блеска	Возрастание блеска в $3 \cdot 10^4$ раз за несколько дней («быстрые» новые) или в $5 \cdot 10^3$ раз за десятки дней («медленные» новые) с последующим медленным убыванием блеска до первоначального уровня	Возрастание блеска более чем в 10^7 раз за несколько дней с последующим экспоненциальным спадом за 2—3 года	Амплитуда возрастания блеска неизвестна; медленный спад блеска в течение 100 дней с последующим экспоненциальным спадом более быстрым, чем у сверхновых I типа
Тип звезды до вспышки	Красный карлик с массой $M \sim M_{\odot}$	Звезда сферической или промежуточной составляющей с массой $M \sim M_{\odot}$	Звезда плоской составляющей с массой $M \sim 30 M_{\odot}$
Светимость в максимуме блеска	$10^5 L_{\odot}$ («быстрые» новые), $10^4 L_{\odot}$ («медленные» новые)	$\sim 3 \cdot 10^9 L_{\odot}$	$\sim 5 \cdot 10^8 L_{\odot}$
Масса газа, выброшенного при взрыве	$10^{-6} \div 10^{-8} M_{\odot}$	$\sim 10^{-1} M_{\odot}$	$\sim 10 M_{\odot}$
Скорость, сообщаемая газу	1000 км/сек	$(1 \div 3) \cdot 1000$ км/сек	7000 км/сек
Энергия, выделяемая при взрыве	$10^{45} \div 10^{46}$ эрг	10^{49} эрг (оптическое излучение) 10^{48} эрг (кинетическая энергия)	$3 \cdot 10^{48}$ эрг (оптическое излучение) $3 \cdot 10^{51}$ эрг (кинетическая энергия)
Частота вспышек	$50 \div 200$ год $^{-1}$	$\frac{1}{1000}$ год $^{-1}$; вспыхивают в галактиках всех типов	$\frac{1}{30 \div 400}$ год $^{-1}$; вспыхивают только в спиральных галактиках

Характерные параметры нейтронной звезды-ротатора таковы: масса $M \sim 0,1 \div 1 M_{\odot}$; радиус $R \sim 8 \div 30$ км; угловая скорость вращения наблюдаемых пульсаров заключена в пределах от 2 до 200 сек^{-1} , а напряженность магнитного поля H на поверхности — от 10^{12} до 10^{13} э. К указанной оценке магнитного поля приводит величина наблюдаемого замедления вращения при всех возможных механизмах трансформации энергии вращения: в непосредственное ускорение заряженных частиц, в вакуумное электромагнитное магнито-дипольное излучение или в излучение гидромагнитных волн [33].

Низкочастотное магнито-дипольное излучение ротатора, имеющее частоту вращения звезды Ω и мощность

$$\begin{aligned} L_{md} &= (\frac{2}{3}c^3) H^2 \Omega^4 R^6 \sin^2 \chi = \\ &= 2,5 \cdot 10^{34} (H/10^{13} \text{ э})^2 \times \\ &\times (\Omega/10 \text{ сек}^{-1})^4 (R/10^6 \text{ см})^6 \sin^2 \chi \text{ эрг/сек}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

согласно работе [34], способно ускорять, начиная с расстояний $r = c/\Omega$, эжектируемые частицы до энергий

$$(E/mc^2) \sim (\omega_H/\Omega)^{2/3}, \quad (1.5)$$

что составляет $10^{14} - 10^{15}$ эв для указанных выше параметров ротатора, а мощность генерации релятивистских частиц, черпаемая из энергии вращения, может достигать 10^{38} эрг/сек. Последующие магнитотормозные и комптоновские (см. гл. 2) потери релятивистских электронов способны объяснить, согласно этой модели, существенные свойства излучения пульсаров.

Рентгеновские источники. Из примерно 60 известных галактических рентгеновских источников, наблюдаемых в области энергий от 2 до 10 кэв, надежно отождествлено с объектами, видимыми оптически, лишь около 20%. Среди отождествленных источников — остатки вспышек сверхновых звезд, тесные двойные звезды с перетеканием вещества между компаньонами, рентгеновская Новая и звездные объекты невыясненной природы. Таким образом, дискретные рентгеновские источники в Галактике не представляют собой однородного класса источников. Рентгеновская светимость большинства этих источников оценивается в 10^{36} эрг/сек, но некоторые имеют еще большую светимость, доходящую до 10^{38} эрг/сек. Чувствительность используемых рентгеновских телескопов позволяет видеть практически все галактические источники с $L \approx 10^{36} \div 10^{38}$ эрг/сек; полное число таких источников в Галактике едва ли превышает 100 [35]. В дальнейшем, возможно, будут открыты также более слабые объекты, но их число, судя по наблюдаемым угловым неоднородностям галактического рентгеновского фона, вряд ли велико.

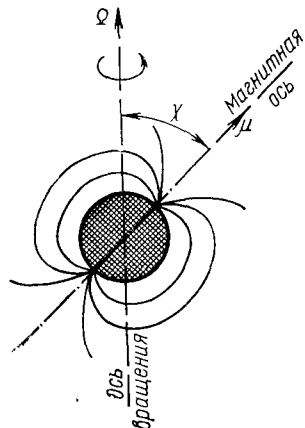


Рис. 3. Модель пульсара как наклонного ротатора.

Полная рентгеновская светимость всей Галактики $L \sim 5 \times 10^{39} \text{ эрг/сек.}$ Неожиданно большая мощность рентгеновского излучения отдельных галактических источников остро ставит вопрос о происхождении их излучения. Крайне невероятно, чтобы рентгеновское излучение имело ядерный источник энергии: типичная звезда типа Солнца излучает в рентгеновском диапазоне не более 10^{-6} своей мощности, т. е. примерно 10^{27} эрг/сек.

На происхождение рентгеновского излучения проливают свет данные, относящиеся к наиболее подробно изученному классу рентгеновских источников, типичным представителем которого является *Her X-1* (самый яркий среди рентгеновских источников созвездия Геркулес). Этот объект излучает весьма регулярные рентгеновские импульсы с периодом 1,24 сек. Рентгеновский источник образует двойную систему с нормальной звездой, которая затмевает его с периодом 1,7 дня. При этом вся рентгеновская картина промодулирована с периодом 36 дней, из которых рентгеновский поток наблюдается только 12 дней. По общепринятой интерпретации рентгеновский источник — это вращающаяся магнитная нейтронная звезда. Рентгеновские пульсации объясняются ее вращением, затмения — покрытием нормальной звездой при обращении вокруг общего центра масс, а 36-дневная модуляция рентгеновского потока — прецессией оси вращения нейтронной звезды. Масса рентгеновского источника, которая оценивается по теории затмений и параметрам видимой нормальной звезды, оказывается порядка $1M_{\odot}$, что типично для пульсаров.

Из этих данных вытекает, что вращение — основной источник энергии у радиопульсаров (см. § 1.2, п. б), не может сколько-нибудь длительно «питать» излучение рентгеновских пульсаров. В самом деле, вращательная энергия *Her X-1* из-за более медленного вращения в 10^3 раз меньше, чем у пульсара Крабовидной туманности, и при мощности рентгеновского излучения $L \sim 10^{36} \text{ эрг/сек}$ ее хватило бы лишь на 300 лет. Соответствующее замедление вращения у *Her X-1* было бы легко замечено по увеличению длительности рентгеновских импульсов, чего не наблюдается.

В качестве наиболее вероятного источника энергии рентгеновских пульсаров, а также рентгеновских источников других типов сейчас принято считать *аккрецию*, т. е. натекание на звезду газа. В сильном гравитационном поле, каким обладают компактные звездные тела типа белых карликов или нейтронных звезд, соответствующая рентгеновская светимость может достигать значений

$$L \sim \frac{GM}{R} \frac{dM}{dt} \approx 10^{36} \frac{M/1M_{\odot}}{R/10^6 \text{ см}} \cdot \frac{dM/dt}{10^{-10} M_{\odot}/\text{год}} \text{ эрг/сек,}$$

т. е. вполне достаточна для объяснения рентгеновских источников, если на нейтронную звезду перетекает $10^{-10} \div 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Такие потоки газа, перетекающие с одной звезды на другую, действи-

тельно существуют в тесных двойных системах, к которым принадлежит и *Her X-1*.

Другой интересный прототип рентгеновских источников — *Cyg X-1*. Этот источник входит в двойную систему, которая, однако, проявляет себя не как затменная переменная, а как спектроскопическая двойная с периодом 5,6 дня. Рентгеновское излучение характеризуется быстрой переменностью (средняя светимость $L \sim 10^{37} \text{ эрг/сек}$), но регулярные рентгеновские импульсы со строгим периодом, свойственные рентгеновским пульсарам, у *Cyg X-1* отсутствуют. Оценки массы рентгеновского источника [35], которые делаются в различных, но еще недостаточно надежных предположениях, приводят к значениям, превосходящим возможный верхний предел масс белых карликов и нейтронных звезд (около $2M_{\odot}$).

Надежное подтверждение этих оценок будет свидетельствовать в пользу существования среди рентгеновских источников нового класса объектов — *коллапсаров*, или «черных дыр» — звезд, претерпевших релятивистский коллапс [29].

Активность ядер. Наблюдения показывают, что ядра нормальных галактик часто содержат помимо звезд и межзвездного газа также магнитные поля и релятивистские частицы. Ядра галактик обычно динамически выделены и быстро вращаются, хотя удельный момент их вращения меньше среднего по спиральной галактике. У нормальных галактик, составляющих подавляющее большинство всех галактик, ядра находятся в относительно «спокойном» состоянии. Вместе с тем от 1 до 5% галактик обнаруживают качественно подобную активность своих ядер, в количественном отношении (например, по мощности) сильно различающуюся.

Анализ большого наблюдательного материала позволил установить, что среди многих форм активности ядер галактик выделяются следующие три главные [36]: 1) истечение газа; 2) выбрасывание газа в виде протяженных масс или струи*; 3) взрывы, сопровождающиеся выбросом релятивистской материи и нетепловым излучением.

Нетепловое излучение активного ядра вносит основной вклад в нетепловое излучение галактики как целого. Это может вызвать некоторое сомнение лишь в отношении радиодиапазона. Однако совокупность данных наблюдений, собранных главным образом за последние годы (см., например, обзор [38]), предоставляет веские свидетельства того, что радиоизлучение галактик с радиосветимостями в пределах от 10^{39} до 10^{45} эрг/сек также обусловлено главным образом активностью ядер. Лишь в относительно слабых радиоис-

* В нашей Галактике активность ядра проявляется в истечении из галактического центра газовых масс со скоростью порядка 200 км/сек . Радионаблюдения указывают также на возможную эжекцию из ядра 10^7 лет назад в противоположных направлениях двух облаков с массой около $10^6 M_{\odot}$ и скоростью 100 км/сек [37], что соответствует кинетической энергии порядка 10^{53} эрг .

точниках (плоская составляющая нормальных галактик) конкурирующая роль поставщика релятивистских электронов может принадлежать сверхновым звездам [39].

К настоящему времени известно, что активные галактические ядра — это источники нетеплового континуума в широкой полосе частот — в радио-, инфракрасной, оптической, ультрафиолетовой областях и даже, возможно, в диапазоне γ -излучения [38]. При этом спектральный индекс нетеплового излучения в большой области частот (нередко от радиодиапазона до оптики) получен одним и тем же ($\alpha \approx 0,7$) с малой дисперсией, несмотря на подчас значительное различие в светимостях ядер галактик разных типов. Это свидетельствует об общности процессов, вызывающих генерацию релятивистских частиц в неодинаковых условиях и при большом различии в мощности генерации.

Длительное время оставалось неясным, является ли источник активности ядер рассредоточенным по значительной части их объема или же он локализован только в малой области ядра. Лишь в конце 60-х годов радионаблюдения при помощи аппаратуры с большой разрешающей способностью позволили окончательно установить, что источники активности в ядрах галактик представляют собой весьма компактные образования с размерами менее 10^{18} см [40]. Этот вывод подтверждается и данными об инфракрасном излучении ядер [41].

Во всех случаях, когда наблюдения охватывают достаточно большой интервал времени, излучение активных ядер показывает переменность, причем наблюдаются изменения потока излучения как по «длинной» (годы), так и по «короткой» (дни) шкале времени. В частности, радио-, инфракрасные и оптические вариации, а также изменения некоторых параметров внутриядерного газа происходят за характерное время — порядка года и менее. Отсюда вытекает, что размеры центрального источника, ответственного за эти изменения, не превосходят 10^{18} — 10^{19} см, а фактически могут быть даже много меньшими.

Для понимания природы и происхождения компактных источников в ядрах галактик исключительную ценность представляют зависимости характеристик ядра и особенно содержащихся в нем компактных источников от свойств окружающей галактики. Поиски таких зависимостей, начатые в работе [42], где подчеркивалась космогоническая важность этого вопроса, вначале привели к отрицательному результату. Но недавние наблюдения позволили выявить эту связь вполне отчетливо.

В работе [43] показано, что мощность радиоизлучения компактного радиоисточника в ядрах спиральных галактик тем выше, чем больше оптическое излучение галактики в целом. Между радиосветимостью L_r нормальных спиралей (в значительной мере обусловленных, как отмечалось выше, активностью их ядер) и их оптической светимостью L_0 , согласно [44], наблюдается следующая корреляционная связь: $L_r \propto L_0^2$.

Большой интерес представляют попытки найти зависимость свойств ядер от морфологического типа окружающей галактики. Так, обнаруженные в центрах ряда эллиптических галактик компактные источники синхротронного радиоизлучения имеют мощность радиоизлучения явно большую, чем мощность ядер нормальных спиралей (и даже ядер сейфертовских галактик) при одинаковой оптической светимости галактик. Что же касается зависимости мощности радиоизлучения компактного источника в ядре спиральной галактики от морфологического подтипа спирали, то в работе [43] найдено, что вклад компактного источника в полное радиоизлучение галактики растет от Sc к Sa . В результате этого радиоизлучение ядер галактик в среднем монотонно растет вдоль последовательности типов галактик (1.1).

Путь для качественного понимания перечисленных выше эмпирических свойств компактных источников в ядрах галактик, так же как и их места в космогонической истории галактик, открывает сопоставление свойств этих источников с намного более мощными объектами других типов, которые рассмотрены ниже.

Б. КВАЗАРЫ И КВАЗАРОПОДОБНЫЕ ФЕНОМЕНЫ

Сейфертовские галактики (SyG). Среди спиральных галактик 1—2% обладают очень сильной активностью ядер. Эти так называемые *галактики Сейферта* (или просто сейфертовские) 1) обладают малым, чрезвычайно ярким ядром; 2) спектр их ядра отличается наличием многочисленных эмиссионных линий, указывающих на высокое возбуждение; 3) ширина и профиль спектральных линий свидетельствуют о бурных движениях газовых масс в ядре со скоростями до 5000 км/сек; 4) в ядре находится очень компактный радиоисточник с мощностью от 10^{36} до 10^{38} эрг/сек [45], а в отдельных случаях наблюдается радиоизлучение и от всей галактики; 5) нетепловое излучение ядер часто наблюдается от радио- до γ -диапазона с максимумом в далекой инфракрасной области и мощностью от 10^{42} до 10^{46} эрг/сек [46, 47].

Бурная потеря газовых масс ядром иногда в количестве 10^2 — $10^3 M_{\odot}/год$ свидетельствует о том, что длительность стадии активности (однократной или рекуррентной) у сейфертовской галактики не превышает 10^8 лет, что согласуется с малочисленностью этих галактик.

Радиогалактики (RG). Галактики-радиоисточники, у которых мощность радиоизлучения превышает 10^{41} эрг/сек, называются *радиогалактиками*, иногда — сильными радиогалактиками (sRG). В оптике им соответствуют, как правило, наиболее массивные эллиптические или линзовидные галактики, называемые *D-галактиками* [48], причем среди *D-галактик* радиоисточников около 5% [49].

Радиогалактики имеют двойные радиокомпоненты («радиооблака»), симметрично окружающие ядро родительской галактики

(рис. 4). Радиоконпоненты содержат релятивистские электроны, генерирующие магнитотормозное излучение (см. гл. 2). Анализ данных наблюдений показывает [50], что радиооблака выброшены в диаметрально противоположном направлении со скоростью, близкой к световой, при взрыве в ядре галактики. Удаление от ядра обыч-

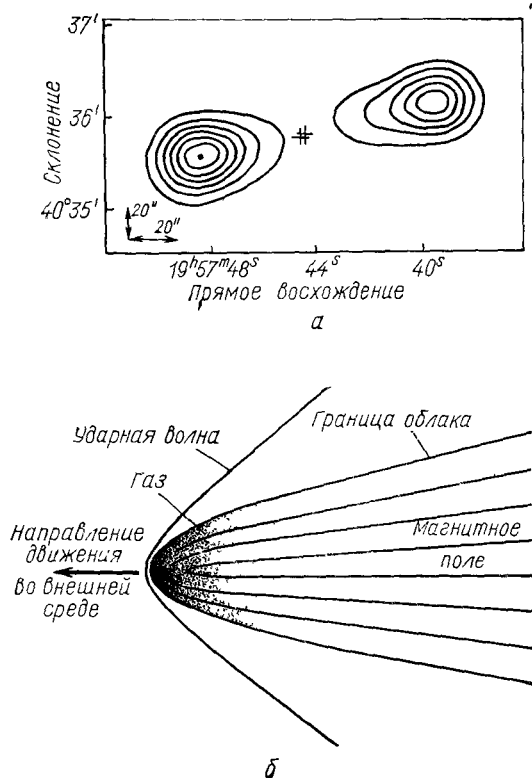


Рис. 4. Радионизотопы радиогалактики *Cyg A* (Лебедь *A*) (а) и схема движения радиооблака через внешнюю среду [52] (б).

но составляет несколько сот килопарсек. Степенная форма спектра радиоизлучения показывает, что возраст мощных радиоконпонент, как правило, не превосходит 10^6 — 10^7 лет.

Отношение размеров радиооблаков к расстоянию, пройденному от ядра, обычно мало ($0,05 \div 0,30$). Это указывает на то, что скорость их расширения много меньше скорости разлета от ядра, т. е. расширение радиооблаков должно каким-то путем сдерживаться. Сдерживание гравитационным полем нерелятивистской плазмы облаков или внешним магнитным полем встречается с большими трудностями [51]. Более реально давление скоростного напора (назва-

ние взято из аэродинамики) при плотности межгалактической среды в окрестности радиогалактик 10^{-30} — 10^{-29} г/см³ [51, 52]. Согласно этой модели, большая часть радиоизлучения возникает в компактной области на фронте облака, а меньшая распределяется по сравнительно вытянутому в сторону ядра «хвосту» (см. рис. 4). Типичная масса радиооблаков в этой модели порядка 10^6 — $10^7 M_{\odot}$ ($10^8 M_{\odot}$ для *Cyg A*), причем энергия кинетического движения облаков 10^{59} эрг (10^{61} для *Cyg A*) в 10^2 раз превосходит энергию релятивистских электронов и магнитных полей, необходимых для объяснения наблюдаемой мощности излучения радиогалактик (10^{44} эрг/сек у наиболее мощной радиогалактики *Cyg A*).

Квazarы (QSS) и N-галактики (NG). Бурная активность ядер галактик различных типов достигает своего апогея у популяции, названной *квazарами* (аббревиатура слов «*квазизвездные радиоисточники*»). Многообразие свойств квazarов наряду с полной драматизма историей их открытия в 1963 г. и попыток интерпретации отражено во многих обзорах (см., например, [53, 54]). Отличительные признаки квazarов следующие: 1) весьма малые (звездоподобные) угловые размеры; 2) избыток ультрафиолетового излучения; 3) широкие эмиссионные и узкие абсорбционные спектральные линии; 4) спектральные линии обладают большим красным смещением (вплоть до $z \approx 3,5$)*.

Согласно наиболее обоснованной и распространенной интерпретации, красное смещение квazarов имеет космологическую природу, т. е. обусловлено расширением Метагалактики. При этом квazarы оказываются в среднем наиболее удаленными и мощными метagalактическими образованиями.

Основная часть излучения квazarов с мощностью, достигающей в отдельных случаях $5 \cdot 10^{47}$ эрг/сек, нередко сосредоточена в инфракрасном диапазоне (рис. 5) и исходит из области с размерами, не превышающими 10^{17} см. Это излучение обнаруживает и значительные изменения во времени. В оптической переменности квazarов, изученных более подробно, выделены циклическая (квазипериодическая) и спорадическая компоненты с характерными временами порядка нескольких лет или месяцев и нескольких дней соответственно. Инфракрасное и радиоизлучения обнаруживают значительную поляризацию. В полосе частот, где спектральная мощность максимальна, излучение имеет, по-видимому, магнитотормозную природу [38, 55—57]; в других диапазонах могут преобладать иные механизмы (например, комптоновское рассеяние релятивистских электронов на собственном поле излучения или на плазменных волнах [58]).

Наряду с квazарами открыта в 10^2 раз большая по численности группа квазизвездных объектов, у которой распределение энергии в оптической части спектра идентично квazарам, но отсутствует заметное радиоизлучение [59]. Эти объекты получили название радиотихих квazarов, или *квазизвездных галактик (квazагов, QSG)*.

* Рекордно высокое смещение (май 1973 г.).

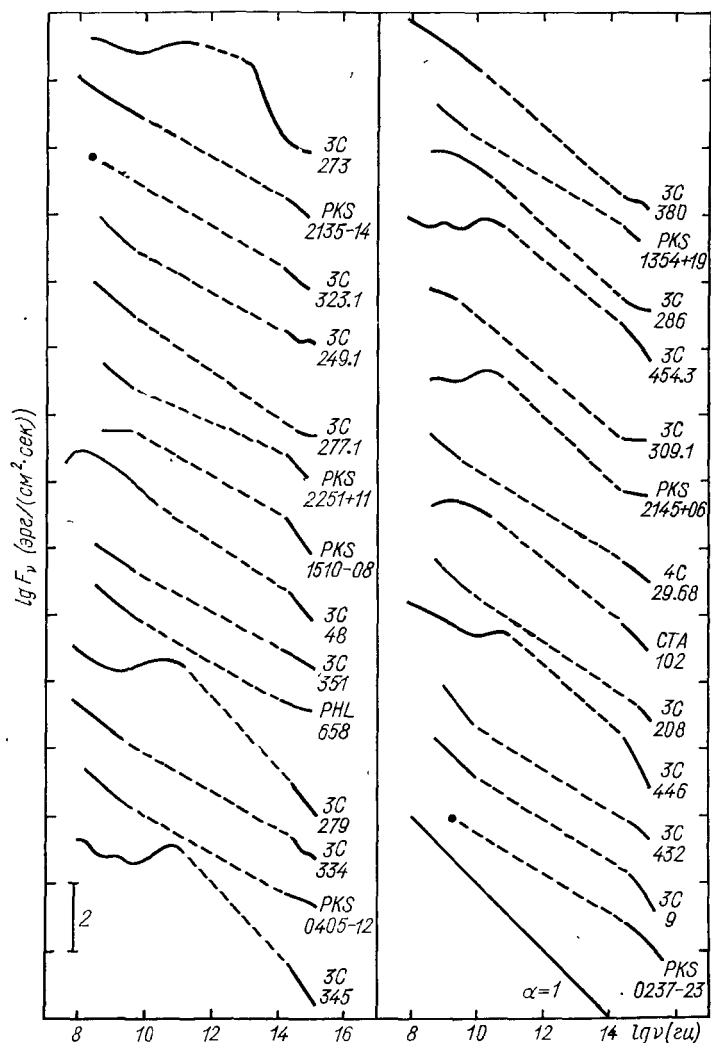


Рис 5. Распределение энергии в непрерывном спектре излучения у разных квазаров. Пунктиром отмечен не исследованный диапазон. Начало отсчета по вертикальной оси произвольно смещено.

В отношении радиосвойств, а также других признаков к квазарам близко примыкает популяция объектов, имеющая, в отличие от *QSS*, конечные угловые размеры и характеризуемая, согласно [48], ярким звездоподобным ядром, к которому относится большая часть светимости, причем ядро окружено слабой туманной оболочкой небольшого видимого протяжения. Эти объекты, занимающие по своим наблюдаемым свойствам промежуточное положение между квазарами и нормальными галактиками, получили название *N*-галактик (*NG*). Обзор их свойств дан в работе [60]. Так же, как и у квазаров, имеющих радиоспокойные аналоги в виде *QSG*, аналогами *N*-галактик, не имеющими заметного радиоизлучения и по численности превосходящими *NG* в 10^2 раз, являются голубые компактные галактики (*BCG*) [61]. Последние образуют однородную группу объектов среди так называемых компактных галактик Цвикки. *Компактные галактики* — это обычно массивные эллиптические системы, отличающиеся от нормальных эллиптических галактик существенно меньшими размерами.

Оценки относительной пространственной численности галактик различных типов, включая квазары и квазароподобные феномены, приведены в табл. 4 [62] (за единицу взята пространственная плотность массивных нормальных галактик, равная $5 \cdot 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$).

ТАБЛИЦА 4

Относительная пространственная плотность галактик

Вид галактик	Абсолютная звездная величина галактик	Относительная пространственная плотность (оценка)
Галактики малых масс (карлики)	От -11^m до -16^m	10^2
Массивные галактики (гиганты)	От -15^m до -21^m	1
Сейфертовские галактики	От -19^m до -21^m	10^{-2}
<i>N</i> -галактики	От -20^m до -22^m	10^{-4}
Квазары	От -22^m до -29^m	10^{-6}

Кратко описанные выше различные активные популяции — компактные источники в ядрах нормальных спиральных (*S*) и эллиптических (*E*) галактик, сейфертовские галактики (*SyG*), радиогалактики (*RG*), голубые компактные галактики (*BCG*), *N*-галактики (*NG*), квазары (*QSS*) и квазаги (*QSG*) — обнаруживают, наряду со специфическими особенностями, целый ряд общих признаков. К наиболее важным из них следует отнести: 1) примерно одинаковую форму спектра в инфракрасной и смежной областях спектра, где выделяется большая часть полной мощности, и 2) наличие и качественное сходство изменений светимости, особенно хорошо изученных в радио- и оптическом диапазонах. Это указывает на единство природы активности, различающейся главным образом количественно. При расположении указанных популяций в виде одно-

мерной последовательности по степени концентрации материи к центру (ее мерой может служить средняя плотность материи в галактиках)

$$Ir - (S - SyG) - (E - RG) - (BCG - NG) - \frac{1}{2}(QSG - QSS) \quad (1.6)$$

оказывается, что вдоль этой последовательности* в среднем возрастает нетепловая светимость и монотонно изменяются другие физические свойства [60, 63]. Отметим, что последовательность (1.6) продолжает известную последовательность Хаббла (1.1). Увеличение доли нетепловой компоненты вдоль (1.6) означает прогрессивное ослабление вклада звезд активной галактики в ее полное излучение [64]. Основная проблема, касающаяся последовательности (1.6), состоит в том, является ли она эволюционной или же представляет собой ряд генетически не связанных популяций, образующихся при различных начальных условиях. Отложим обсуждение этого вопроса до рассмотрения природы активности ядер галактик и квазаров.

§ 1.3.

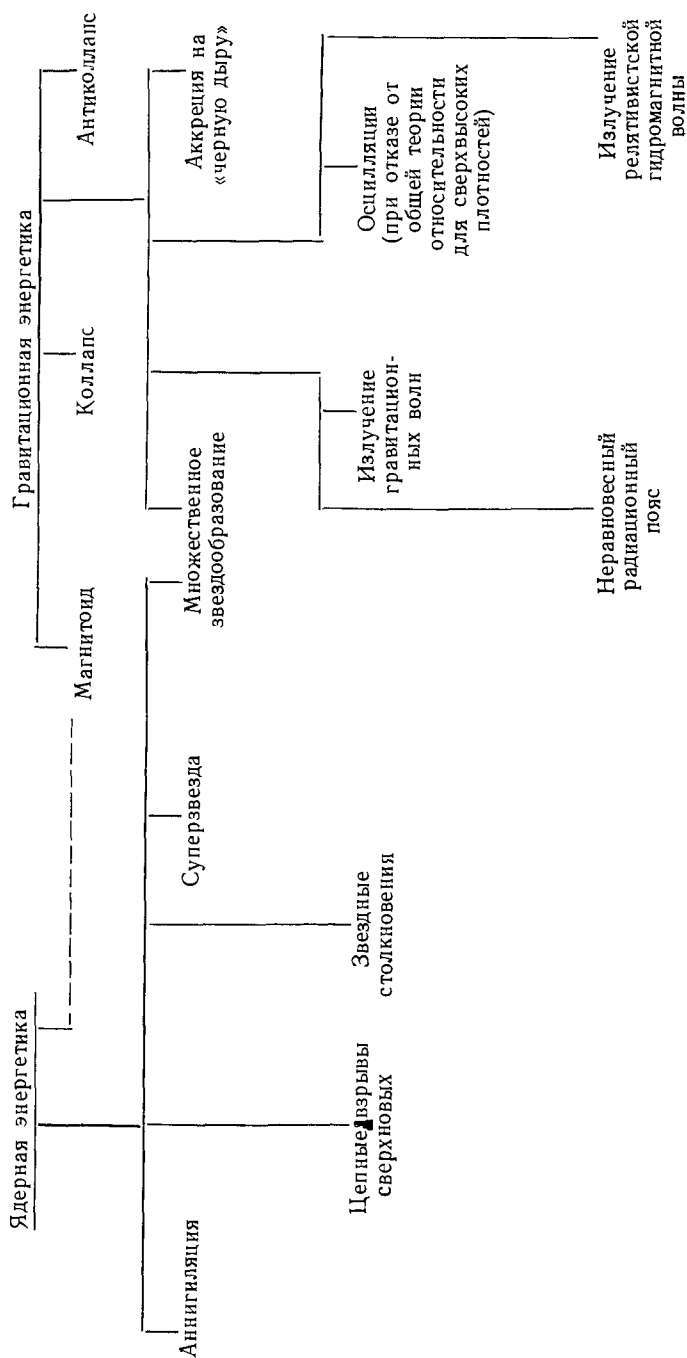
ПРИРОДА АКТИВНОСТИ КОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТОВ В ЦЕНТРАХ ГАЛАКТИК

Из предыдущего параграфа следует, что понимание природы активности квазаров, где феномены высоких мощностей и энергий выражены в экстремальной форме, открывает путь для интерпретации аналогичных, хотя и менее впечатляющих явлений в ядрах галактик различных типов.

Накопленные за последние годы новые данные наблюдений и теоретических исследований отбросили многочисленные необоснованные представления о природе квазаров, относящиеся к раннему этапу их изучения. Обнаружение [65] ряда квазаров и родственных им объектов в группах и скоплениях галактик (наиболее убедительное из многочисленных свидетельств в пользу космологической природы красных смещений квазаров) показывает, что квазары представляют собой особую форму или стадию галактик. Поэтому подавляющее большинство гипотез**, высказанных на заре исследования квазаров, когда их рассматривали как сугубо специфические, ни на что не похожие астрономические объекты, своего рода «монстры» среди уже известных, представляет в настоящее время лишь исторический интерес. Ниже суммированы наиболее распространенные гипотезы о природе энерговыделения квазаров.

* Очередность следования внутри скобок условна (см. § 1.3).

** В качестве исторического курьеза отметим, что уже вскоре после открытия квазаров на их объяснение претендовало более 300 гипотез [67]!



Подробное обсуждение этих гипотез можно найти в монографиях [54, 66] и обзоре [66a].

Лишь некоторые из перечисленных выше гипотез выдержали испытание временем. Ныне в литературе серьезно обсуждаются следующие три концепции об источнике энергии в ядрах галактик и квазаров: А) компактное звездное скопление, в котором происходят столкновения звезд с образованием более массивных; Б) сверхмассивное коллапсировавшее тело («черная дыра»), на которое происходит аккреция окружающего газа; В) сверхмассивное вращающееся магнитоплазменное тело («магнитоид»). Рассмотрим вкратце каждую из этих концепций.

А. ГИПОТЕЗА О КОМПАКТНОМ ЗВЕЗДНОМ СКОПЛЕНИИ

Предполагается, что звездная плотность в центрах галактик и квазаров настолько высока, что имеют место неупругие столкновения звезд, в результате которых (непосредственно или через промежуточные образования) выделяется большая энергия. Эта гипотеза [68, 69], по-видимому, вследствие своей (кажущейся) естественности получила большое распространение.

Считается, что по мере эволюционного уменьшения размеров звездного скопления и роста звездных скоростей столкновения звезд, приводящие к их разрушению, дают до 10^{51} эрг/ $M_{\odot}$ кинетической энергии на каждое столкновение. В другом варианте этой гипотезы [70] столкновение двух звезд приводит к образованию более массивной звезды. На некотором этапе роста звезда взрывается, подобно сверхновой II типа, и освобождается ядерная энергия примерно с той же эффективностью*.

Чтобы столкновения звезд стали существенны как резервуар требуемой мощности, необходима очень высокая плотность звезд — до 10^{11} pc^{-3} [69]. Параметры звездного скопления, эволюция которого могла бы за космогонически приемлемые сроки привести к достаточно большой частоте столкновений звезд, даны наряду с явно нереальными в табл. 5 [71].

Как видно из табл. 5, достижение за 10^{10} лет требуемых плотностей звезд в скоплении возможно лишь при достаточно высокой начальной плотности скопления. Наблюдаемые плотности звезд в ядрах галактик иногда дают до 10^6 звезд pc^{-3} . В работе [72] с использованием новых данных наблюдений ядра галактики M31 в ближней инфракрасной области предложена модель, где звездная плотность может достигать $10^7 M_{\odot}/pc^3$ в пределах $R = 0,1$ pc . Однако и эта плотность, много большая, чем предшествующие оценки астрономов, все еще слишком низка, чтобы сделать столкновения существенным источником энергии.

* В конкретном варианте [70] предполагаемое энерговыделение звезды до 10^{54} эрг необоснованно завышено.

ТАБЛИЦА 5

Характеристики звездных скоплений

Число N звезд в ядре	Радиус ядра, pc	Плотность звезд в ядре, pc^{-3}	Скорость звезд, $км/сек$	Время релаксации, годы	Время между столкнове- ниями, годы
10^6	0,1	$2,4 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^2$	$4,6 \cdot 10^6$	$3,2 \cdot 10^8$
	1	$2,4 \cdot 10^5$	47	$1,5 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^{11}$
	10	$2,4 \cdot 10^2$	15	$4,6 \cdot 10^9$	$3,5 \cdot 10^{13}$
	10^2	$2,4 \cdot 10^{-1}$	4,7	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^{16}$
10^8	0,1	$2,4 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^6$
	1	$2,4 \cdot 10^7$	$4,7 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^9$	$5,2 \cdot 10^9$
	10	$2,4 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^2$	$3,4 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^{12}$
	10^2	24	47	$1,1 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{15}$
10^{10}	0,1	$2,4 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^8$	$3,1 \cdot 10^3$
	1	$2,4 \cdot 10^9$	$4,7 \cdot 10^3$	$8,6 \cdot 10^9$	$9,7 \cdot 10^6$
	10	$2,4 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^{11}$	$2,8 \cdot 10^{10}$
	10^2	$2,4 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^2$	$8,6 \cdot 10^{12}$	$8,5 \cdot 10^{13}$

Принципиальную возможность решения вопроса о природе источника энергии в квазарах и ядрах галактик предоставляет статистический анализ их переменного излучения, аналогично тому как анализ пульсирующего радиоизлучения пульсаров позволяет заключить, что источник переменности — вращающаяся нейтронная звезда. Соответствующий анализ [73] проведен на примере квазара 3C 273, для которого имеющиеся данные об оптической переменности на протяжении 80 лет позволяют решать, какая из простейших интерпретаций переменности правильна — модель конгломерата независимых случайно вспыхивающих источников (например, вспышки массивных звезд при их столкновениях в компактном звездном скоплении) или же модель единого источника. Статистический анализ данных позволяет отвергнуть гипотезу об оптической переменности 3C 273 как результате суперпозиции большого числа независимых случайных импульсов. Математически задача сводится к отвержению гипотезы о гауссовом распределении и независимости стационарного сигнала $x(t)$. Использованный метод отвержения названной гипотезы состоит в том, что по имеющейся записи блеска квазара вычисляется выборочное значение коэффициента изменчивости огибающей и оценивается, насколько мала вероятность того, что отклонение полученного значения от его математического ожидания, соответствующего гипотезе о нормальности одномерного распределения $x(t)$, обусловлено конечностью объема выборки. Результаты расчета показывают, что гипотеза о нормальном распределении отвергается с уровнем значимости 1% (т. е. с достоверностью 99%).

Гипотезу о вспышках отдельных звезд как причине мощного излучения и переменности квазара в принципе можно сохранить, предположив сильную связь между отдельными вспышками, ска-

жем путем инициирования взрыва одной сверхновой взрывом другой. Однако оценка (в простых допущениях) интервала связанности в наблюдаемой кривой блеска показала [73], что и гипотеза о связанности взрывов отдельных сверхновых противоречит наблюдаемому характеру переменности.

Обсуждение гипотезы о компактном звездном скоплении в энергетическом и космогоническом аспектах вскрывает дополнительные принципиальные затруднения. Эти результаты показывают, что дилемма: ядро квазара — скопление звезд или система сильно взаимодействующих областей, т. е. по существу единое тело, решается в пользу второй возможности. Квазипериодический (циклический) характер изменения блеска, обнаруженный к настоящему времени уже у нескольких квазаров [74—77], сейфертовской и *N*-галактик [78, 78a], свидетельствует о справедливости этого вывода, во всяком случае для целой группы объектов, обладающих близкими свойствами, если не для всех источников активности ядер вообще.

Б. ГИПОТЕЗА «ЧЕРНОЙ ДЫРЫ»

Гипотеза о выделении энергии квазаров в результате гравитационного коллапса появилась одной из первых [53] и, угаснув на несколько лет, с 1969 г. переживает свое второе рождение. Ее привлекательность связана с тем, что выделение гравитационной энергии при сжатии в принципе ограничено лишь величиной порядка $Mc^2 = 2 \cdot 10^{54} (M/M_\odot) \text{ эрг}$, т. е. сколь угодно большой для достаточно больших масс, в которых условия для протекания ядерных реакций уже не достигаются [66]*. Основная проблема заключается в отыскании механизма выхода огромной потенциальной энергии. Большая трудность состоит также в том, что коллапс как таковой протекает за время порядка $10^{-5} (M/M_\odot) \text{ сек}$, что резко противоречит наблюдаемой квазистационарной картине.

Длительное выделение гравитационной энергии при коллапсе можно связать с падением окружающего вещества (аккрецией) на коллапсирующее тело [29]. Конкретная астрофизическая модель предложена в работе [80], а ее развитие с учетом вращения — в работе [81]. Коллапсировавшее тело, называемое обычно «*черной дырой*», сохраняет при коллапсе лишь барионный заряд, угловой момент вращения и электрический заряд, причем две последние величины при заданной массе не могут превышать некоторых максимальных значений [82]. У экстремально вращающейся заряженной «*черной дыры*» в энергию можно превратить 50% массы (у незаряженной — 29%) [83]. Параметры «*черных дыр*» с экстремальным вращением и зарядом приведены, согласно работе [83], в табл. 6.

* Столь же высокий к. п. д. — порядка единицы в принципе может дать аннигиляция вещества и антивещества, но наличие последнего в космосе в нужном количестве весьма сомнительно, не говоря уже о больших трудностях этой гипотезы в применении к ядрам галактик и квазаров [54, 79].

Характеристики сверхмассивных «черных дыр»

Масса «дыры»	Экваториаль- ный радиус поверхности, где $z=\infty$, см	Минимальный период вра- щения, сек	Магнитное поле, э	Максимальная освобождае- мая энергия, эрг	Максимальная мощность при временн жизни 10^8 лет, эрг/сек
$10^6 M_{\odot}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$0,6 \cdot 10^2$	10^{13}	$0,7 \cdot 10^{60}$	$2 \cdot 10^{44}$
$10^8 M_{\odot}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	$0,6 \cdot 10^4$	10^{11}	$0,7 \cdot 10^{62}$	$2 \cdot 10^{46}$
$10^{10} M_{\odot}$	$1,5 \cdot 10^{15}$	$0,6 \cdot 10^6$	10^9	$0,7 \cdot 10^{64}$	$2 \cdot 10^{48}$

Несмотря на разумные оценки принципиальных возможностей «черных дыр», приложимость их к объяснению наблюдаемых в квазарах и ядрах галактик явлений остается очень сомнительной. В рамках этой гипотезы не нашел разрешения важный вопрос о возможности превращения кинетической энергии аккрецируемого вещества в наблюдаемые формы. Между тем нетрудно показать [84], что наблюдаемое в квазарах и сейфертовских галактиках движение вещества наружу вообще препятствует аккреции; последняя возможна лишь на «пассивной» фазе эволюции квазара или ядра галактики (см. ниже). В концепции «черной дыры» не удастся объяснить и рекуррентный характер активности. Например, анализ структуры 82 внегалактических радиисточников [85] показывает, что по крайней мере пять объектов содержат каждый по четыре компонента, лежащие на одной оси, причем у четырех из пяти объектов обнаруживается галактика, лежащая приблизительно посередине. Это сильный аргумент в пользу того, что радиокомпоненты появляются парами, а сами взрывы периодически повторяются.

В. ГИПОТЕЗА МАГНИТОИДА

В последнее время все большее внимание уделяется гипотезе, согласно которой центральная область квазара — его ядро, где выделяется основная мощность излучения, — представляет магнитоид [86] — сверхмассивное плазменное тело с большими внутренними движениями и магнитными полями. Анализ этой возможности посвящены многие работы [87—91]. К такому направлению исследований приводит совокупность данных наблюдений, в первую очередь анализ их оптической переменности, обнаруживающий, как указывалось выше, квазипериодический (точнее, циклический) компонент переменности. Независимый путь, основанный на анализе радиовспышек квазаров [92], привел к тому же выводу.

В настоящее время центр тяжести вопроса о природе ядер квазаров смещается в сторону конкретного анализа строения, физических процессов и эволюции сверхмассивных магнитных звезд с вращением и внутренними движениями.

Перечислим наиболее существенные свойства квазаров, определяющие требования к моделям таких сверхмассивных звезд.

1. Важнейшее свойство квазаров — исключительно *мощное излучение* в континууме (до 10^{47} — 10^{48} эрг/сек), которое, как правило, наблюдается *переменным во времени*. Совокупность данных позволяет считать, что фундаментальные свойства мощного энерговыделения и его переменности не независимы и должны получить унифицированное объяснение.

2. Оптическая переменность квазаров не является ни чисто периодической, ни чисто случайной.

3. Малое характерное время переменности, а также теоретические аргументы, основанные на интерпретации основной части излучения как синхротронного, свидетельствуют о том, что размер источника излучения (ядра квазара) не превосходит 10^{15} — 10^{17} см.

4. Изучение фотопластинок квазаров, для которых накоплены достаточно длинные ряды наблюдений, дают нижнюю границу их возраста примерно 10^3 лет. Наличие около ядер квазаров эмиссионной оболочки или «выбросов» поднимает эту оценку до $3 \cdot 10^5$ лет. Малость векового хода оптической светимости означает, что ядра квазаров находятся в квазистационарном равновесии. Энерговыделение за $3 \cdot 10^5$ лет при средней светимости 10^{47} эрг/сек составит 10^{60} эрг. При трансформации массы покоя в наблюдаемые формы с эффективностью 10^{-2} — 10^{-3} масса ядра квазара должна составить 10^8 — $10^9 M_\odot$.

Находящийся в тепловом равновесии плазменный шар такой массы, лишенный внутренних движений и магнитного поля, высвечивает свою тепловую энергию всего за несколько лет, после чего, подверженный фактически одной лишь силе тяготения, переходит в состояние коллапса [66].

Ситуация радикально меняется при учете стабилизирующего влияния вращения (а с учетом магнитного поля — более общего, вообще говоря, вращательноподобного движения плазмы) магнитоида. Действительно, в ньютоновском приближении энергия равновесной политропной звезды равна

$$E_{eq} = -(3\gamma - 4)E_{th} - E_k, \quad (1.7)$$

где γ — показатель политропы; E_{th} — тепловая, а E_k — кинетическая энергия звезды. При $E_k = 0$ релятивистские поправки [66] неизбежно приводят сверхмассивную звезду (у которой $\gamma - 4/3 \approx (M_\odot/M)^{1/2} \ll 1$, т. е. мал запас устойчивости) к гидродинамической неустойчивости и коллапсу еще при радиусе $R \approx 2 \cdot 10^5 (M/M_\odot)^{3/2}$ см $\gg R_g$, где

$$R_g = 3 \cdot 10^{14} (M/10^9 M_\odot) \text{ см} \quad (1.8)$$

■ *гравитационный радиус*. Очевидно, что $E_k \neq 0$ обеспечивает связанное состояние с большой энергией связи (1.7).

Помимо стабилизирующей роли вращение (или вращательноподобное движение) объясняет переменность излучения квазаров

и ядер галактик, так как ротационный характер движений приводит к циклической модуляции потока излучения и пульсирующему истечению вещества [91, 93].

Магнитное поле играет важную роль, влияя на характер движений и на структуру звезды. Кроме того, магнитное поле может изменить условие начала истечения вещества и темп истечения, а также задавать мощность нетеплового излучения, т. е. влиять на скорость эволюции звезды. Максимальная продолжительность квазистатической эволюции τ_{evol} моделей магнитоида с различным

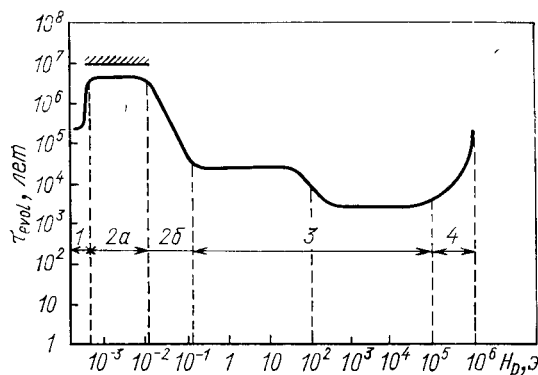


Рис. 6. Схематическая зависимость максимального времени квазистатической эволюции (определяемого по продолжительности теплового высвечивания энергии вращения) от полоидального магнитного поля. Цифрами отмечены исследованные в работе [90] модели с различным вращением и геометрией магнитного поля:

1 — дифференциально вращающаяся полнтропа с очень слабым магнитным полем; 2 — дифференциально вращающаяся полнтропа, у которой выравнивание дифференциального вращения магнитным полем не успевает (2а) или успевает (2б) произойти в течение времени τ_{evol} ; 3 — однородно вращающаяся полнтропа с торондальным магнитным полем; 4 — однородно вращающаяся полнтропа с очень сильным магнитным полем.

характером вращения показана, в зависимости от напряженности магнитного поля, на рис. 6 [90]. Согласно расчетам этой работы, верхний предел τ_{evol} и энергосвечения за это время составляют для «холодного» магнитоида соответственно $5 \cdot 10^7$ лет и $10\% Mc^2$; реалистические границы с учетом тепловой энергии в пять раз ниже. Расчет эволюции конкретной реализации магнитоида в виде однородно вращающейся сверхмассивной звезды с диполеподобным магнитным полем, энергия которого близка к гравитационной (см. рис. 6, модель 4), проделан в работе [91]. В ходе векового квазистатического сжатия радиус магнитоида уменьшается до величины

$$R_{md} \sim 3 \cdot 10^3 (\sin \chi)^{1/2} (M/10^8 M_\odot)^{-1/4} R_g, \quad (1.9)$$

[где R_g определено формулой (1.8)], когда магнито-дипольная светимость L_{md} (1.4) становится равной тепловой L_{th} и начинает превосходить последнюю при $R < R_{md}$.

Плазма, истекающая с экватора в результате ротационной неустойчивости, растекается вблизи «светового цилиндра» $r = c/\Omega$ на большой телесный угол, «обволакивает» магнитоид и, поглощая его магнито-дипольное излучение, ускоряется до энергии $E/mc^2 \sim 10^3$. Синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле магнитоида попадает в далекий инфракрасный диапазон.

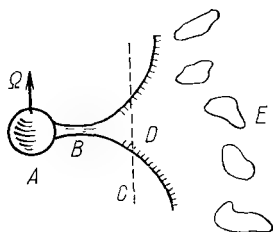


Рис. 7. Схематическое строение энерговыделяющей области квазара:

A — магнитоид; B — плазма, истекающая вследствие ротационной неустойчивости; C — граница «светового цилиндра» ($r = c/\Omega$); D — плазма, «обволакивающая» магнитоид после растекания; E — облачная структура газовой оболочки. Звезды компактной галактики, окружающей магнитоид, не показаны.

Таким образом, истекающая плазма эффективно перерабатывает низкочастотное магнито-дипольное излучение в наблюдаемое у квазаров и ядер галактик мощное высокочастотное излучение. Строение центральной области квазара, согласно рассматриваемой модели, показано на рис. 7.

Магнито-дипольные потери магнитоида приводят к уменьшению угла χ между магнитной и вращательной осями [91]. Поскольку $L_{md} \propto \sin^2 \chi$ [см. формулу (1.4)], то L_{md} , достигнув максимума, начинает уменьшаться. Такое поведение L_{md} соответствует ожидаемому вековому изменению активности ядер галактик и квазаров как некоему их «возгоранию», достижению максимума активности и последующему ее «затуханию».

Указанное в § 1.2 сходство во многих отношениях между квазарами (QSS) и квазагами (QSG), между N-галактиками (NG) и голубыми компактными галактиками (BCG), между мощными радиогалактиками (sRG) и D-галактиками, а также между сейфертовскими (SyG) и нормальными спиральными (S) галактиками позволяет рассматривать QSS, NG, sRG и SyG как «сверхвозбужденные» состояния соответственно QSG, BCG, D и S [94]. Схематически это можно отразить в продленной хаббловской последовательности (1.6) расположением составляющих ее частей, показанных на рис. 8. Горизонтальные черточки на рисунке отделяют генетически не связанные популяции, а вертикальные указывают их «возбужденное» состояние. Под последним понимается формирование магнитоида внутри ядра галактики, в результате чего появляются значительное нетепловое излучение, выбросы газовых масс и т. д.

SyG, sRG, NG и QSS, помещенные на концах вертикалей в качестве «потолка», представляют собой экстремали (огигающие) соответствующих состояний ядер с менее мощным излучением. В нормальных галактиках (E, S, реже Ir) эти промежуточные состояния («возбужденные» ядра), обозначенные как *e. n* (excited nuclei),

наблюдаются в виде компактных радио-, инфракрасных, оптических источников (вследствие их активности нормальная галактика может стать нормальной радиогалактикой — nRG)*. Что касается BCG и QSG , то эти состояния скорее всего не являются «основными», а представляют также некоторое промежуточное «возбуждение», аналогичное «возбужденным» ядрам у нормальных галактик. Мы полагаем, что «основные» состояния NG и QSS — это наиболее массивные компактные галактики (обозначенные на рис. 8 C_1 и C_2). Согласно обстоятельному исследованию [96], где проанализированы спектры 140 компактных галактик Цвикки, эти галактики пред-

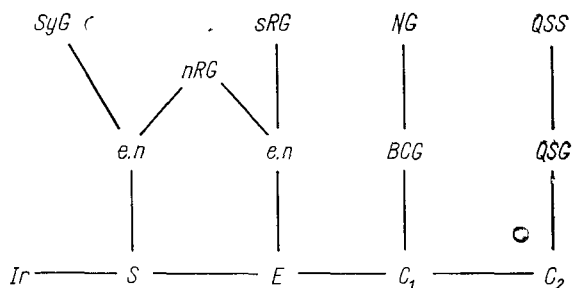


Рис. 8. Расширенная хаббловская последовательность галактик.

ставляют крайне неоднородную группу объектов с абсолютной светимостью в пределах от -15^m до -23^m . Среди них, в частности, содержатся SyG и NG , а некоторые имеют цвета, близкие к QSO . Не исключено, что последние представляют «огарки» квазаров и квазаров.

Таким образом, QSS и NG рассматриваются, в соответствии со сказанным выше, как особые компактные галактики, т. е. звездные системы. На существование звезд в квазарах и N -галактиках указывает тот важный факт, что в нескольких NG и близких QSS обнаружены абсорбционные линии кальция (H и K $Ca II$), а также так называемая G -полоса [47]. Эти же линии найдены в спектрах многих BCG , а также SyG и радиогалактик и обоснованно интерпретированы как звездные линии поглощения, типичные, как известно, для спектров нормальных галактик.

Сейфертовские галактики, как уже говорилось, рассматриваются как «возбужденные» состояния наиболее массивных S -галактик**).

* В некоторых случаях (особенно среди Ir - и S -галактик) пекулярность ядер может отражать преобладание эффектов и бурного звездообразования и генерацию релятивистских частиц вспышками и остатками сверхновых. То же, по-видимому, справедливо и в отношении части галактик Маркаряна [95].

** К аналогичным выводам эмпирически приводит работа [97], где сейфертовские галактики рассматриваются как результат воздействия некоего «оператора» на ядро нормальной галактики, переводящего это ядро в состояние высокой активности.

С этой точки зрения представляют особый интерес упомянутые в § 1.2 весомые свидетельства в пользу сильной активности ядра нашей Галактики 10^7 — 10^8 лет назад, последствия которой наблюдаются сейчас в виде движущихся от ядра в двух приблизительно противоположных направлениях облаков нейтрального водорода. Кинетическая энергия их движения сравнима с наблюдаемой в сейфертовских галактиках. Таким образом, наша Галактика могла пройти стадию *Sy II*. В пользу этого свидетельствует и обнаружение сравнительно слабого инфракрасного источника в ядре Галактики.

Согласно рассматриваемой концепции, переход галактики в «возбужденное» состояние, связанный с формированием магнитоида в ее ядре, должен периодически повторяться. Магнитоид может завершить свое существование в ядре скорее не коллапсом, а взрывом (или множественными взрывами) ядерной природы, рассеивающим большую часть его массы [84], хотя этот вопрос нуждается в дальнейшем теоретическом анализе. Между тем наблюдательные данные свидетельствуют в пользу рекуррентного характера активности радиогалактик [98] и сейфертовских галактик [99]. Нет оснований считать квазары в этом отношении исключением. К сожалению, достоверных наблюдательных данных для разных популяций о «скважности» (отношении продолжительности «возбужденной» фазы к «пассивной») до настоящего времени нет.

Теоретические соображения показывают [100, 101], что аккреция межзвездного и межгалактического газа на пассивной фазе эволюции ядра может служить эффективным источником воспроизводства магнитоидов в ядрах галактик. Обнаружение больших количеств нейтрального водорода в компактных галактиках [102] делает эту возможность довольно привлекательной.

Хотя концепция магнитоида как источника активности квазаров и ядер галактик—наиболее разработанная рабочая гипотеза, охватывающая существенные черты наблюдаемых явлений, она еще далека от завершенности. Данная концепция нуждается в дальнейшей конкретизации, особенно касающейся начальной и конечной фаз эволюции магнитоида (подробнее см. обзор [66a]).

§ 1.4.

«ГОРЯЧАЯ» ВСЕЛЕННАЯ

Открытие расширения Метагалактики (§ 1.1), предсказанного теорией Фридмана, указывает на настоятельную необходимость считаться и с теми выводами этой теории, которые относятся к более ранним стадиям расширения.

Модели Фридмана, служащие основой релятивистской космологии, исходят из предположения об однородности и изотропии Вселенной. Исследования распределения видимой материи (галактик) показывают, что неоднородность и анизотропия в их распределении

становятся малозаметными начиная с масштабов $r \sim 100 \text{ Mpc} = 3 \cdot 10^{26} \text{ см}$. Таким образом, наблюдаемая иерархия галактик приблизительно удовлетворяет фридмановским постулатам еще в масштабах, много меньших видимых размеров Метагалактики $ct \approx 10^{28} \text{ см}$.

А. ДИНАМИКА МЕТАГАЛАКТИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ ВО ФРИДМАНОВСКИХ МОДЕЛЯХ

Приведем здесь некоторые сведения из релятивистской космологии, нужные для понимания дальнейших разделов. Более подробное изложение затрагиваемых вопросов можно найти во многих обзорах и монографиях, например в хорошо известных книгах [66, 103, 104].

В однородной изотропной модели Вселенной физические смысл имеют лишь относительные расстояния, выраженные через некоторый произвольный масштабный фактор R , зависящий только от времени. Поведение этого фактора во времени описывается уравнениями [105]*

$$\dot{R}^2/R^2 + 2\ddot{R}/R + 8\pi Gp/c^2 = -kc^2/R^2, \quad (1.10)$$

$$\dot{R}^2/R^2 - (8\pi G/3)\rho = -kc^2/R^2, \quad (1.11)$$

связанными законом сохранения энергии

$$\dot{\rho} + 3\dot{R}(\rho + p/c^2)/R = 0. \quad (1.12)$$

Здесь p — давление; ρ — плотность массы, связанная с плотностью энергии ϵ релятивистским соотношением

$$\rho = \epsilon/c^2; \quad (1.13)$$

$G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{сек}^2)$ — гравитационная постоянная; $k = -1, 0, 1$ — постоянная кривизны, отвечающая гиперболическому, плоскому или сферическому пространству соответственно.

Динамика метagalacticкого расширения описывается решением уравнений (1.10)–(1.12), но, как оказывается [106], характер поведения $R(t)$ обнаруживается уже в рамках ньютоновской механики. Эти результаты легко воспроизводимы.

Рассмотрим вначале случай «пыли», когда давлением p можно пренебречь по сравнению с плотностью вещества ρ_m ($\rho \approx \rho_m \gg p/c^2$). Тогда ускорение границы шара радиуса R равно

$$\ddot{R} = -\frac{G}{R^2} \cdot \frac{4}{3} \pi \rho R^3, \quad (1.14)$$

что, конечно, при $p = 0$ — следствие уравнений (1.10) или (1.11), которые в этом случае эквивалентны друг другу и сводятся к зако-

* Здесь и всюду в дальнейшем космологический член Λ положим равным нулю.

ну сохранения полной механической энергии $\mathcal{E}$ единицы массы шара при его расширении:

$$\dot{R}^2/2 - GM/R = \mathcal{E}. \quad (1.15)$$

Скорость расширения шара равна

$$\dot{R} = (2GM/R + 2\mathcal{E})^{1/2}. \quad (1.16)$$

Следовательно, когда $\mathcal{E} \geq 0$, скорость расширения всегда положительна; верхний знак, очевидно, отвечает гиперболическому, а нижний — параболическому движению. Если же $\mathcal{E} < 0$, то радиус шара достигает при расширении максимальной величины

$$R_{\text{макс}} = GM/|\mathcal{E}|. \quad (1.17)$$

после чего расширение сменяется сжатием.

Можно ли перенести выводы, относящиеся к конечному шару, на случай однородной изотропной модели Метагалактики? Положительный ответ вытекает из следующего основного кинематического свойства однородного и изотропного пространства. Возьмем две произвольные точки 1 и 2, соединив их радиус-вектором $\mathbf{r}_{12}$: последний задает единственно выделенное направление для выбранных точек. Поэтому относительная скорость $\mathbf{v}_{12}$ этих точек удовлетворяет соотношению

$$\mathbf{v}_{12} = H\mathbf{r}_{12}. \quad (1.18)$$

Из однородности пространства следует, что в каждый данный момент времени величина H постоянна во всем пространстве (H — функция времени, но не координат). Поэтому для любых двух точек

$$\mathbf{v} = H\mathbf{r}. \quad (1.19)$$

Если подставить выражение (1.19) в (1.16), то получим уравнение

$$3H^2/8\pi G - \rho = 3\mathcal{E}/4\pi R^2. \quad (1.20)$$

Поскольку H^2 , ρ и R — положительные величины, то характер расширения определяется знаком разности между ρ и

$$\rho_c = 3H^2/8\pi G. \quad (1.21)$$

Если $\rho < \rho_c$, т. е. $\mathcal{E} > 0$, то, как это следует из соотношения (1.16), расширение Метагалактики неограниченно (так называемая открытая модель); если же $\rho > \rho_c$, т. е. $\mathcal{E} < 0$, то сжатие рано или поздно сменится расширением (закрытая модель). Промежуточный случай $\rho_c = \rho$ отвечает модели с плоским (псевдоевклидовым) пространством. Величина ρ_c называется *критической плотностью* фридмановских моделей. Перечисленные типы этих моделей показаны на рис. 9.

Уравнение (1.19) совпадает с законом (1.3) разбегания галактик, установленным Хабблом. Таким образом, этот закон можно рас-

смагивать как подтверждение основных принципов модели: гравитация как определяющая сила, наличие изотропии и однородности (по крайней мере для настоящей эпохи*) в расширяющихся областях Метагалактики.

Закон изменения со временем плотности мира и постоянной Хаббла легко находится интегрированием уравнения (1.16). Ограничимся для простоты случаем $\rho = \rho_c$ (т. е. $\mathcal{E} = 0$); при малых t , т. е. при $R \rightarrow 0$, энергия $\mathcal{E}$ мала по сравнению с любым из членов левой части (1.15), так что открытая и закрытая модели несущественно отличаются от плоской при малых t . Решая (1.16) с начальным условием $\dot{R} = 0$, когда $t = 0$, получаем

$$R = \frac{9}{2} (GM)^{1/3} t^{2/3},$$

$$\rho = M / \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) =$$

$$= 1/6\pi G t^2 \approx 8 \cdot 10^5 / t^2 \text{ г/см}^3, \quad (1.22)$$

где t — в сек. Из (1.20) следует, что при $\mathcal{E} = 0$ «постоянная» Хаббла меняется со временем по закону

$$H = \dot{R}/R = (2/3)t^{-1}. \quad (1.23)$$

До сих пор рассматривался случай расширения «пыли», имеющей

$p = 0$, или, точнее, случай, когда давление можно было считать исчезающе малым по сравнению с плотностью энергии. Другой физически важный случай — это, очевидно, кванты и нейтрино, для которых $p = \varepsilon/3$. Ньютоновское приближение фридмановских уравнений вместо (1.14) в этом случае запишется в виде

$$\ddot{R} = - \frac{G}{R^2} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) \frac{4}{3} \pi R^3, \quad (1.24)$$

и, с учетом закона сохранения энергии (1.12), оно имеет первый интеграл:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} - \frac{GM}{R} = \frac{4}{3} \pi G R^2 \left(\frac{3H^2}{8\pi G} - \rho \right) = \text{const}. \quad (1.25)$$

Сравнивая последнее соотношение с (1.20), видим, что критическая плотность, определяющая характер расширения, точно та же, что

* Наблюдения реликтового излучения (см. ниже) подтверждают наличие однородности и изотропии с высокой точностью вплоть до красных смещений $z \gtrsim 7$, что лучше соответствующего предельного z , которое дает распределение скоплений галактик ($z \approx 0,2$) или распределение радиогалактик ($z \approx 4$ [(106 а)]. Следует, однако, иметь в виду, что наличие достаточно высокой изотропии и однородности в настоящую эпоху не означает, что это выполнялось в сколь угодно раннюю эпоху [107] (см. также § 1.5).

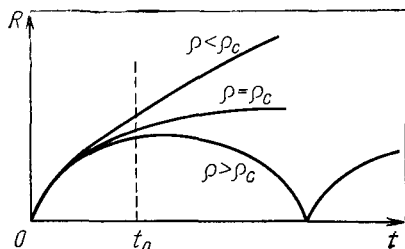


Рис. 9. Поведение масштабного фактора во фридмановских моделях в зависимости от соотношения между ρ и ρ_c

и для «пыли», т. е. ρ_c не зависит от уравнения состояния. С учетом закона изменения при расширении плотности энергии излучения

$$\varepsilon = b/R^4, \quad (1.26)$$

где b — константа*; дальнейшее интегрирование (1.25) в том же упрощении, что и для случая пыли, дает следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} R &= \left(\frac{32\pi G}{3c^3} b \right)^{1/4} t^{1/2}, \\ \rho &= \frac{b}{c^2 R^4} = \frac{3}{32\pi G t^2} \approx \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \text{ г/см}^3, \end{aligned} \right\} \quad (1.27)$$

причем постоянная Хаббла

$$H = \dot{R}/R = (1/2) t^{-1}. \quad (1.28)$$

Расширение мира вызывает доплеровское смещение частоты квантов по закону

$$\dot{\nu}/\nu = -\dot{R}/R, \quad (1.29)$$

т. е.

$$\nu(t) \propto R^{-1}(t). \quad (1.30)$$

Определяя, как обычно, красное смещение z через отношение наблюдаемой длины волны фотона в момент t_0 к длине волны, которую он имел в момент t , получим из (1.29)

$$1 + z = R(t_0)/R(t). \quad (1.31)$$

Уравнение (1.31) тоже точное для фридмановских моделей, тогда как формула (1.3) справедлива лишь при $z \ll 1$, т. е. при малых расстояниях $r \ll c/H_0$, где еще не сказываются эффекты кривизны.

Сравним динамику расширения «фотонной» материи (1.27), (1.28) с «пылевой» (1.22), (1.23). Как видно, количественная разница невелика. Однако ввиду различного физического содержания и разных законов изменения со временем плотности вещества (как R^{-3}) и плотности излучения (как R^{-4}), крайне существенно знать величину того и другого на сегодняшний момент. Наблюдения радиополосы в микроволновом диапазоне привели к открытию здесь неожиданно высокой плотности излучения.

Б. РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

В 1965 г. вне связи с задачами космологии был обнаружен значительный избыток фонового радиоизлучения в сантиметровом диапазоне [108, 109]. Проведенные радиоизмерения хорошо ло-

* Более быстрое убывание плотности излучения по сравнению с плотностью материи (для которой $\rho \propto R^{-3}$) обусловлено работой, которую производит давление излучения над окружающим объемом.

жаты вплоть до $\lambda \approx 0,3$ см на планковскую кривую с $T = 2,68^\circ \text{ K}$ (рис. 10). Погрешность температуры, выводимой из этих наблюдений, около $0,1^\circ \text{ K}$, а степень анизотропии излучения не превышает $0,1\text{--}0,2\%$ в масштабах от $24^h(360^\circ)$ до $3'$ дуги. Столь высокая степень изотропии общепризнана как доказательство метагалактического происхождения излучения.

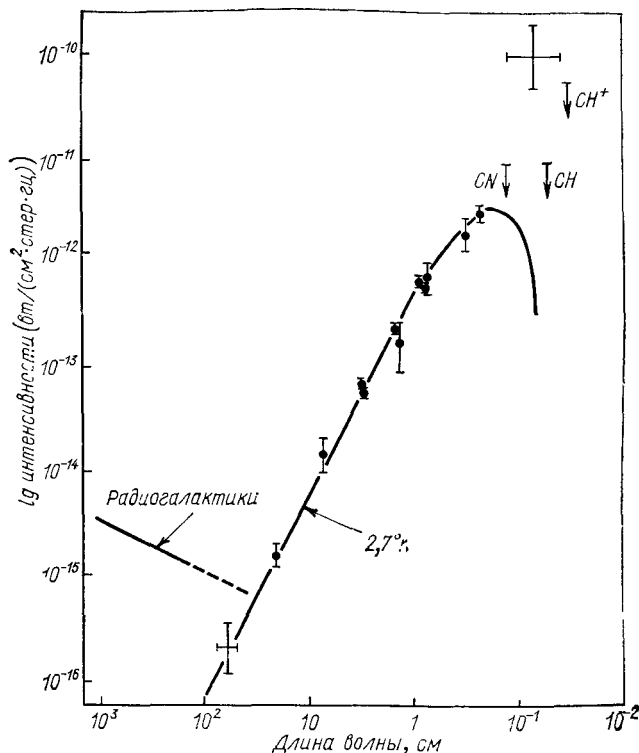


Рис. 10. Спектр микроволнового фонового излучения.

В миллиметровом диапазоне используются другие методы исследования фонового излучения. Первый из них основан на исследовании оптических вращательных спектров поглощения межзвездных молекул. В условиях межзвездного газа распределение молекул по вращательным уровням определяется взаимодействием с фоновым излучением, и анализ спектров поглощения молекул CN , CH и CH^+ позволяет получить оценку температуры излучения или ее верхнего предела, которые не противоречат прямым радионаблюдениям микроволнового фона.

Во втором методе используются охлаждаемые жидким гелием германиевые болометры. Из-за сильного атмосферного фона в миллиметровом диапазоне измерения фонового излучения проводятся

с ракет или высотных баллонов. Первые измерения интенсивности фонового излучения в диапазоне от 1,3 до 0,4 мм [110] дали противоречия с радионаблюдениями, а также с оценками по молекулам: эффективная температура фонового излучения оказалась равной $8,3 \pm 1,3^\circ \text{K}$. Чтобы совместить эти результаты, необходимо обеспечить сочетание весьма маловероятных условий: источники должны излучать в крайне узком спектральном интервале $\Delta\lambda \ll 0,5 \text{ мм}$ и находиться в ограниченном интервале красных смещений $z \ll 0,5$. Кроме того, остается открытым вопрос о природе источников, обеспечивающих громадную плотность энергии излучения.

По-видимому, результат измерений [110] обусловлен аппаратурными эффектами. Для измерения слабого сигнала фонового излучения нужно ослабить рассеянное тепловое излучение от конструкции ракеты и прибора в миллионы раз; обеспечить это в условиях ракетного полета очень трудно. Более тщательно были выполнены последующие измерения, в которых систематически получали меньшие значения T . Измерения, проведенные в 1971 г. другой группой в диапазоне от 6 до 0,8 мм, дали $T = 3,1 \pm 0,8^\circ \text{K}$ [111] в согласии с данными о фоновом излучении при значениях $\lambda > 0,3 \text{ см}$.

Как объяснить наличие и планковский характер этого излучения? Попытки связать это излучение с горячим газом, рассеянием на пыли излучения галактик или совокупным вкладом источников мощного инфракрасного излучения натолкнулись на непреодолимые энергетические трудности. К примеру, высокая степень мелкомасштабной изотропии микроволнового фона требует пространственной плотности источников много большей, чем нормальных галактик [112]. Единственная разумная интерпретация [109], высказанная сразу же после открытия 3° -излучения, — считать это излучение реликтовым, т. е. остатком некогда горячей фазы Вселенной, как это предлагалось начиная с 1946 г. [113]. Примечательно, что в одном из последних и наиболее разработанных вариантов «горячей» модели [114] предсказывалось реликтовое излучение с температурой 5°K , лишь на 2°K отличной от фактически измеренной.

В. «ГОРЯЧАЯ» ФРИДМАНОВСКАЯ МОДЕЛЬ ВСЕЛЕННОЙ

Суть гипотезы [113], опирающейся на фридмановскую модель Вселенной, состоит в том, что не только плотность, но и температура были в прошлом очень велики. При этом, как ясно из сравнения (1.27) и (1.22), плотность излучения ρ_r сильно превышала плотность обычной материи ρ_m , начиная с момента t_{eq} , когда

$$\rho_m(t_{eq}) = \rho_r(t_{eq}) = \frac{\rho_0^4}{(aT_0^4/c^2)^3} \sim 10^{-22} \text{ г/см}^3 \quad (1.32)$$

(численная оценка отвечает предположению об отсутствии каких-либо форм вещества, кроме наблюдаемых галактик с пространствен-

ной плотностью $\rho_0 \approx 5 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$ [115]). При $t \rightarrow 0$ фридмановская модель дает $\rho_r, \rho_m \rightarrow \infty$ (сингулярное состояние). Относительно природы этой сингулярности единого мнения нет. Крайняя точка зрения [116] состоит в том, что уравнения Эйнштейна сами по себе не противоречивы ни при каких плотностях, так что сингулярность, появляющаяся как следствие этих уравнений при довольно общих предположениях [117], неизбежна. Более осторожные мнения [166] допускают возможность нарушения общей теории относительности

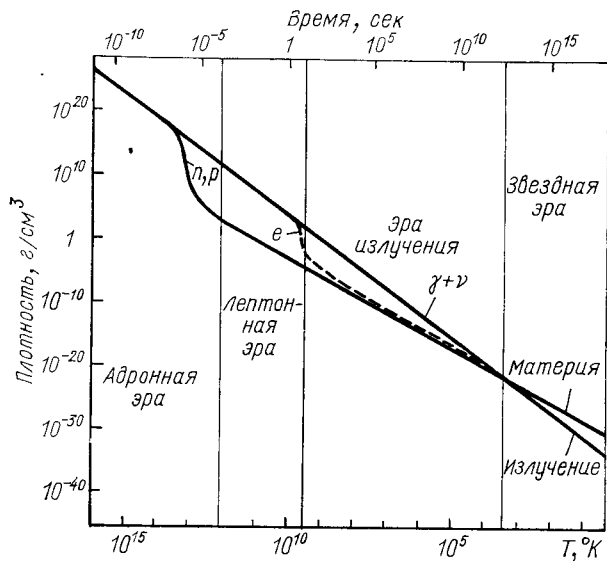


Рис. 11. Смена эпох и изменение состава среды в «горячей» фридмановской модели [119].

за счет квантовых эффектов, становящихся существенными при $\rho > c^5 G^{-2} \hbar^{-1} \sim 10^{94} \text{ г/см}^3$ и $t < 10^{-44} \text{ сек}$. Возможно, однако, что предельно достижимая плотность определяется взаимодействиями элементарных частиц; например, сильные взаимодействия адронов устанавливают «адронный барьер» еще при $t \sim 10^{-23} \text{ сек}$ [118].

Рассмотрим изменение состава и других физических параметров Вселенной в «ортодоксальной» фридмановской модели, т. е. начиная с плотностей $\rho < 10^{94} \text{ г/см}^3$. В ходе расширения можно выделить четыре стадии [119] (рис. 11). Рубежи этих стадий сведены в табл. 7.

Адронная эра ($10^{33} > T > 10^{120} \text{ К}$). Она непосредственно следует за эрой квантовой космологии. Космологический субстрат состоит из фотонов, лептонов и namного преобладающих по численности адронов (мезонов и барионов). Количество частиц и античастиц отличается на единицу на каждые 10^9 частиц. Адронная эра завершается аннигиляцией пионов (наиболее легкой компоненты

Характерные стадии «горячей» Вселенной

Стадия	Время	Плотность, г/см ³	Энергия на частицу
Адронная эра	$10^{-44} < t < 10^{-4} \text{ сек}$	$10^{94} > \rho > 10^{14}$	$10^{20} \text{ Гэв} > E > 10^2 \text{ Мэв}$
Лептонная эра	$10^{-4} < t < 10 \text{ сек}$	$10^{14} > \rho > 10^4$	$10^2 \text{ Мэв} > E > 1 \text{ Мэв}$
Эра излучения	$10 \text{ сек} < t < 10^8 \text{ лет}$	$10^4 > \rho > 10^{-21}$	$1 \text{ Мэв} > E > 1 \text{ эв}$
Эра вещества	$10^8 \text{ лет} < t < 10^{10} \text{ лет}$	$10^{-21} > \rho > 10^{-30}$	$1 \text{ эв} > E > 10^{-3} \text{ эв}$

адронов) и резким уменьшением числа сильновзаимодействующих частиц. Наступление полной барионной асимметрии — наиболее важное следствие адронной эры.

Адронная эра, если расширяющаяся Вселенная проходит ее, является одним из наиболее интересных объектов астрофизики высоких энергий. В самом деле, пересечение здесь гравитации и физики элементарных частиц может привести к открытию новых физических законов, проливающих свет на наиболее фундаментальные проблемы рождения и эволюции Вселенной.

Лептонная эра ($10^{12} > T > 10^{10} \text{ }^\circ\text{К}$). Среда состоит преимущественно из положительных и отрицательных мюонов, мюонных и электронных нейтрино и антинейтрино, позитронов и электронов, тогда как нуклоны относительно редки. Лептонная эра завершается аннигиляцией электронов и позитронов, взаимодействие электронов и электронных нейтрино прекращается. «Отрыв» нейтрино — наиболее важное событие лептонной эры. Температура «нейтринного моря» должна составлять сейчас ($t \approx 10^{10} \text{ лет}$) около 2°К . К сожалению, регистрация столь низкоэнергетичных нейтрино выходит далеко за пределы имеющихся пока экспериментальных возможностей.

Эра радиации ($10^{10} > T > 3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$). Преобладают по численности фотоны и нейтрино. Существенным процессом является образование гелия вблизи момента при $t \sim 10^2 \text{ сек}$ в количестве примерно 30% (по массе). Эра радиации заканчивается рекомбинацией плазмы и «отрывом» излучения от вещества, до этого находившихся в термодинамическом равновесии.

Эра вещества ($T < 3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$). Важнейшим событием на этой стадии является образование космологической структурности (галактик и их скоплений) из ничтожно малых по обилию в адронную эру, но принципиально существенных избыточных барионов. (Возможные причины и процессы превращения бесструктурной Вселенной в ее нынешнее состояние рассмотрены в § 1.5.) Наблюдаемое сейчас «наследство» от предшествующих эпох состоит в остаточном тепловом радиоизлучении с температурой $T = 2,7^\circ \text{К}$ и веществе, частично сконденсированном в галактиках, а частично, возможно, находящемся в диффузной форме.

Галактики разных популяций наблюдаются в настоящее время в интервале красного смещения $0 \lesssim z \lesssim 0,5$. Фоновые излучения в различных диапазонах (см. рис. 1), по крайней мере некоторые, обусловлены совокупным излучением неразрешенных источников, находящихся на еще больших z . Для моделей, описывающих их возникновение, необходимо знать связь между z и мировым временем t . Для фридмановских моделей с $p = 0$ (что соответствует эре вещества) релятивистская космология дает [66]

$$dt = -H_0^{-1} \frac{dz}{(1+z)^2 \sqrt{1+\Omega z}}, \quad (1.33)$$

где $\Omega = \rho/\rho_c$ есть отношение наблюдаемой плотности вещества к критической. Результат интегрирования уравнения (1.33) представлен для нескольких избранных Ω на рис. 12.

Одна из важнейших задач космологии заключается в определении типа фридмановской модели (закрытой, плоской или открытой) по наблюдаемым параметрам Метагалактики. Тип модели зависит от величины так называемого параметра замедления:

$$q_0 = -\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} = \frac{1}{2} \frac{\rho_0}{\rho_c} \left(1 + \frac{3\rho_0}{\rho_0 c^2} \right). \quad (1.34)$$

Для реликтового излучения ($T_0 = 2,7^\circ \text{ K}$) имеем $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$, тогда как $\rho_0 c^2 \sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ эрг/см}^3$, так что в хорошем приближении

$$q_0 \approx \frac{1}{2} \frac{\rho_0}{\rho_c} = \frac{1}{2} \Omega. \quad (1.35)$$

Мир открыт, если $0 < q_0 < 1/2$, и закрыт, если $q_0 > 1/2$; это соответствует $\Omega \lesssim 1$, что и было показано выше уже в ньютоновском приближении.

Метод определения q_0 из наблюдений состоит в нахождении зависимости видимого блеска объектов с одинаковыми светимостями от красного смещения z в интервале $0 \lesssim z \lesssim 0,2$ с привлечением немногочисленных доступных наблюдению галактик, имеющих большие z (вплоть до $z \approx 0,5$). После этого наблюдаемая зависимость сравнивается с теоретической, построенной для различных q_0 , т. е. для разных отклонений геометрии от евклидовой. Основные трудности состоят в отборе источников одинаковых светимостей, учете перераспределения энергии по спектру из-за красного смещения, а также в корректном учете эволюционного изменения светимости далеких галактик (к примеру, излучение, принимаемое

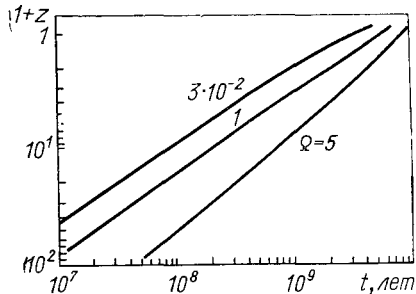


Рис. 12. Связь z и t для фридмановских моделей в эру вещества,

от галактики с $z = 0,2$, и спущено около $2 \cdot 10^9$ лет назад, когда галактика могла иметь иную светимость). Последние определения [25] q_0 этим методом дают

$$q_0 = 0,95 \pm 0,4. \quad (1.36)$$

Таким образом, q_0 оказывается как раз вблизи границы водораздела между разными фридмановскими моделями, и большая погрешность в определении q_0 делает этот выбор крайне ненадежным. Использование же источников, находящихся в среднем на существенно больших z , где эффекты кривизны сильнее, невозможно без знания эволюции источников. Эффекты эволюции извлекаются из наблюдений квазаров и радиогалактик пока лишь в неизвестном сочетании с эффектами кривизны; выделение вклада кривизны станет возможным лишь при детально разработанной физической теории этих источников.

Другой метод определения типа модели заключается в прямом сравнении ρ_0 с ρ_c . Величина ρ_c дается формулой (1.21) и при существующей неопределенности (1.3а) в значении H_0 :

$$0,5 \cdot 10^{-29} < \rho_c < 2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3. \quad (1.37)$$

Для вычисления плотности вещества, содержащегося в галактиках, определяют функцию светимости галактик (распределение галактик по светимостям), а затем при известном для галактик каждого типа отношении массы к светимости находят ρ_0 . Многочисленные работы этого рода дают сильно различающиеся результаты; наиболее употребительно значение [115] [для $H_0 = 75 \text{ км/(сек} \cdot \text{Мпс)}$]

$$\rho_0 \approx 5 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3, \quad (1.38)$$

хотя оно, возможно, несколько занижено. В любом случае результат оказывается значительно ниже (1.37).

Между тем в любых возможных предположениях об образовании галактик трудно допустить, чтобы все вещество сконцентрировалось в галактики, не оставив межгалактической диффузной среды. Рассмотрим, какую информацию о ней предоставляют наблюдения.

Г. МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЙ ГАЗ

Многолетние поиски межгалактического газа пока не увенчались успехом. Имеются лишь многочисленные косвенные указания на его существование и ряд ограничений на параметры газа. Перечислим вкратце основные результаты (более подробные данные приведены в обзорах [120, 120а]).

Нейтральный межгалактический газ. Отсутствие депрессии в спектре квазаров с $z \gtrsim 2$ с коротковолновой стороны линии $Ly\alpha$ означает, что концентрация нейтрального водорода

$$n_{\text{HI}}(z=2) < 3 \cdot 10^{-12} (1 + 2\Omega)^{1/2} \frac{H_0}{75} \text{ см}^{-3}. \quad (1.39)$$

Ввиду отсутствия заметного фотоэлектрического поглощения мягкого фонового рентгеновского излучения концентрация нейтрального гелия должна удовлетворять условию

$$n_{\text{He I}} < 10^{-8} \frac{H_0}{75} \text{ см}^{-3}. \quad (1.40)$$

Этот предел примерно вдвое выше, если гелий однократно ионизирован.

Ионизированный межгалактический газ. Ионизация и нагрев межгалактического газа могут осуществляться взрывами радиогалактик [122, 123] или фоновым ультрафиолетовым и рентгенов-

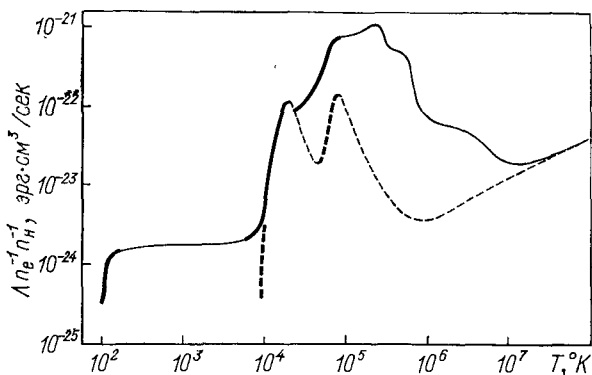


Рис. 13. Полные потери энергии при излучении горячего газа с нормальным содержанием тяжелых элементов (сплошная линия) и для смеси H и 10% (по числу атомов) He (штриховая линия). Жирными участками отмечены области тепловой устойчивости [120].

ским излучением (см. гл. 6). Согласно работе [121], температура газа $T < 3 \cdot 10^6 \text{ K}$ для $\Omega > 1$, так как в противном случае его тормозное излучение превысит наблюдаемое рентгеновское излучение.

Потери горячего газа в результате излучения показаны на рис. 13 [120]. Подобные расчеты излучения газа и их сопоставление с наблюдаемым рентгеновским излучением проделаны в работе [124]. Учет неоднородной структуры газа [120] сильно влияет на выводы, относящиеся к предполагаемым параметрам газа.

Наблюдаемое рентгеновское излучение от скопления Сoma [20] можно интерпретировать как излучение облаков межгалактического газа со средней плотностью $\rho \gg \rho_0$. Как отмечалось в § 1.1, пределы возможных параметров облаков газа в этом случае довольно узкие [21].

Таким образом, имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные не противоречат существованию межгалактического газа со средней плотностью, превосходящей плотность галактик (1.38), но прямые доказательства этого пока отсутствуют.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК

В § 1.1 при описании принципиальных свойств наблюдаемой Вселенной указано, как это обычно и делается в книгах по космологии, что Метагалактика имеет структуру (галактики и их скопления) только в малых масштабах, а в больших практически бесструктурна, близка к однородной и изотропной. Не следует забывать, что одинаково важны обе половины этого утверждения, а не только вторая. Существование на приблизительно однородном космологическом фоне конденсированных форм материи в виде галактик различных типов является столь принципиальной особенностью Метагалактики, что никакая космологическая теория не может обойти ее, не указав механизма образования галактик и не объяснив количественно их основные параметры. С решением проблемы происхождения галактик обоснованно связываются надежды проникнуть в сущность фундаментальных процессов Вселенной.

Астрономические наблюдения в сочетании с теорией внутреннего строения и эволюции звезд дают возраст самых старых звезд нашей Галактики, не превосходящий $(10 \div 15) \cdot 10^9$ лет. Практически к тому же результату приводит простейшая оценка, основанная на хаббловском законе красного смещения: время, протекшее с начала взаимного удаления систем галактик, равно $H_0^{-1} \approx 18 \cdot 10^9$ лет. Это совпадение не случайно: оно показывает, что галактики образовались на какой-то стадии расширения Метагалактики, когда ее плотность была много больше современной средней плотности, а физические условия сильно отличались от сегодняшних. Следовательно, вопросы образования галактик тесно переплетаются с проблемами структуры, динамики и эволюции всей Метагалактики. Бурное развитие в последние годы релятивистской космологии и релятивистской астрофизики позволило вплотную подойти к решению этих труднейших проблем естествознания.

Как отмечалось в § 1.1, степень неоднородности $\delta\rho/\rho = (\rho - \langle\rho\rangle)/\langle\rho\rangle$ растет с уменьшением масштаба. У галактик средняя плотность отличается от «размазанной» по пространству плотности их материи $\langle\rho\rangle$, равной $5 \cdot 10^{-31}$ г/см³, согласно формуле (1.38), в 10^6 — $3 \cdot 10^7$ раз. Это означает, что когда характерные размеры расширяющейся Вселенной были в 10^2 — $3 \cdot 10^2$ раз меньше современных, галактики не имели своей индивидуальности, а были «растворены» (кроме, может быть, их ядер) в однородном фоне. В более далеком прошлом степень неоднородности следует ожидать еще меньшей. Однако она не могла быть исчезающе малой. Какие-то исходные «зародышевые» неоднородности необходимы, чтобы, возвращаясь в настоящее, можно было получить наблюдаемую картину галактик и их скоплений.

Следовательно, теория образования галактик в первую очередь должна выяснить: 1) физическую природу исходных возмущений;

2) механизм их перехода в галактики с указанием основных параметров галактик (массы, углового момента, дисперсии хаотических скоростей, крупномасштабного магнитного поля) и основных параметров скоплений галактик; 3) происхождение исходных возмущений.

Вопрос о возникновении галактик перерос в важную физическую проблему, особенно в связи с последним пунктом. Вслед за статьей [125], ставшей классической, во многих работах доказано, что упомянутые «зародышевые» неоднородности должны сопровождаться конечными (не исчезающими при $t \rightarrow 0$) возмущениями метрики. Маловероятно, чтобы эти возмущения возникли из элементарного «теплового шума» (термодинамических флуктуаций). Если же начальные возмущения представляли определенную структурность с нетепловым спектром, ее природа и происхождение были неотделимы от физических свойств ранней Вселенной как целого, о которых по существу почти ничего не известно. Тем самым решение вопроса о происхождении галактик хотя бы в общих чертах будет содержать и принципиальную космологическую информацию.

В этой связи представляет интерес исследование максимально широкого класса пространственных возмущений, способных привести к современной неоднородной Вселенной. Подробный анализ природы и ранней эволюции этих возмущений содержится в монографии [66] и обзорах [126, 127]. По-видимому, все возможные возмущения сводятся к следующим основным типам: А) полной плотности (или давления) и соответствующих потенциальных скоростей; Б) состава (в том числе энтропии; барионного заряда; электрического заряда, токов и соответствующих магнитных полей); В) вихревой скорости.

Хотя эти возмущения могли длительно сосуществовать (как «изначально», так и в результате порождения одних другими), вряд ли они играли равноправную роль в формировании наблюдаемых структур. Различия в представлениях об образовании галактик основаны на априорном предпочтении того или иного типа исходных возмущений. Такое положение, конечно, возможно лишь постольку, поскольку игнорируются те или иные требования к теории, вытекающие из обширного фактического материала. Поэтому, схематически очертив различные подходы к теории образования галактик, мы укажем и на трудности, с которыми они сталкиваются при попытке интерпретировать наблюдаемые явления.

А. ЭВОЛЮЦИЯ АДИАБАТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВО ФРИДМАНОВСКОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В мировой литературе до последнего времени наибольшее внимание уделялось гипотезе о происхождении галактик из адиабатических или энтропийных возмущений. Поэтому мы сконцентрируем внимание на изложении эволюции именно этого типа возмущений.

Эволюция адиабатических возмущений (флуктуируют одновременно плотности излучения ρ_r и вещества ρ_m при постоянной удельной энтропии) и энтропийных, или изотермических возмущений (флуктуирует только ρ_m при $\delta T_r = 0$, т. е. удельная энтропия) рассмотрена многими авторами и суммирована в цитированных выше обзорах. Она определяется конкуренцией между ростом под действием гравитационной неустойчивости и затуханием за счет диссипативных процессов. Темп того и другого зависит от масштаба возмущений и, кроме того, различен на интервалах, разделенных двумя переломными моментами, предшествующими обособлению неоднородностей от расширяющегося фона.

Первый перелом приходится на момент $t_{eq} \approx 3 \cdot 10^3 \Omega^{-2}$ лет (красное смещение $z_{eq} \approx 2 \cdot 10^4 \Omega$), когда выполнялось равенство $\rho_m = \rho_r \approx 10^{-16} \Omega^4 \text{ г/см}^3$, а температура в этом случае $T_{eq} \approx 7 \cdot 10^4 \Omega^\circ \text{ К}$. Второй перелом связан с началом рекомбинации водородной плазмы ($t_{rec} \approx 2 \cdot 10^5 \Omega^{-1/2}$ лет, $z_{rec} \approx 1,5 \cdot 10^3$, $\rho_{rec} \approx 3 \cdot 10^{-20} \text{ г/см}^3$, $T_{rec} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ К}$).

Характер роста возмущения в зависимости от его масштаба определяется соотношением между массой возмущения и так называемой джинсовской массой M_J , в которой градиент давления уравновешен гравитационной силой. При $\rho_r \gg \rho_m$ давление определяется радиацией и $M_J \approx 3 \cdot 10^{15} \Omega^{-2} (t/t_{eq})^{3/2} M_\odot$, по порядку величины совпадая с массой, содержащейся внутри космологического горизонта. При $t_{eq} < t < t_{rec}$ имеем $M_J = \text{const} \approx 3 \cdot 10^{15} \Omega^{-2} M_\odot$. Начиная с $t = t_{rec}$ среда становится прозрачной для излучения и $M_J(t_{rec} + 0)$ резко падает до $10^6 \Omega^{-1/2} M_\odot$, будучи теперь определяемой только давлением газа, которое много меньше радиационного.

При $t < t_{eq}$ возмущения всех масс $M \gg M_J$ монотонно растут [$(\delta\rho/\rho) \propto t$] вследствие гравитационной неустойчивости. Это относится и к типичной галактической массе ($M \sim 10^{10} M_\odot$), пока ее размеры больше горизонта. Но при $t > 0,6 \Omega^{-2/3}$ лет эта масса, «ныряя» под горизонт, оказывается меньше джинсовской, и адиабатические возмущения $\delta\rho/\rho$ могут лишь осциллировать как звуковые волны. В адиабатическом приближении их амплитуда постоянна при $t < t_{eq}$ и уменьшается как $t^{-1/6}$ при $t > t_{eq}$. Лишь после рекомбинации, когда M_J резко падает, рост таких возмущений снова оказывается возможным. Теперь $\delta\rho/\rho$ растет как $(t/t_{rec})^{2/3}$, и чтобы неоднородность успела вырасти до единицы, например, к $z \approx 10$, необходимо «рукой» задать на момент t_{rec} амплитуду $(\delta\rho/\rho) \approx 1\%$. Существенно большие неоднородности плотности (или соответственно потенциальные скорости, большие чем 10 км/сек) приведут к обособлению объектов со средней плотностью, превышающей наблюдаемую у нормальных галактик.

Изложенную простую картину эволюции адиабатических возмущений в галактики существенно осложняет диссипативное затухание возмущений. Для адиабатических возмущений основной вклад в затухание вносит диффузия квантов из областей повышенного

давления. В линейной теории к моменту t_{rec} экспоненциально затухают возмущения вплоть до $M \approx 10^{12} \Omega^{-5/4} M_{\odot}$. При учете затяжного хода рекомбинации, в течение которой возмущения постепенно становятся прозрачными, затухание распространяется на еще большие массы до $M \approx 5 \cdot 10^{13} \Omega^{-1/2} M_{\odot}$ [128] (аналогичное значение получено в работе [129] численным интегрированием). Этот результат приводит к большим трудностям тех вариантов теории адиабатических возмущений, по которым вначале происходит обособление галактик, а затем формирование скоплений (см., например, работу [130]).

Действительно, в результате затухания возмущений столь больших масс, как $10^{14} M_{\odot}$, амплитуда адиабатических возмущений в масштабах галактических масс может стать меньше, чем в масштабах наибольших скоплений галактик. В принципе раньше всего могли бы гравитационно обособиться от фона неоднородности самых больших масс с $M > M_J (t_{rec} - 0)$, рост которых никогда не подавлялся затуханием и не сменялся осцилляциями. В этом случае теории предстоит объяснить, почему средняя плотность скопления галактик резко падает с размером скопления, а у самих галактик почти одинакова независимо от массы [131]. Существование сверхскоплений (скоплений второго порядка) (см., например, [132]), создают дополнительную трудность для гипотезы о более раннем обособлении возмущений наибольших масс.

Независимо от хода спектра возмущений в области наибольших масс образование галактик приходится рассматривать, ввиду диссипативного затухания возмущений галактических масштабов, как результат дробления гораздо больших масс, чем у галактик.

Очень трудным местом в теории адиабатических возмущений оказывается объяснение вращения галактик и их групп. Согласно данной идее, развитой в работе [133], угловой момент галактик приобретен на догалактической стадии в результате приливного гравитационного взаимодействия с окружающими протогалактиками. Расчеты [133] дают для углового момента Галактики $J \approx 2 \cdot 10^{73} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{сек}$, что в 6—10 раз меньше наблюдаемого значения. В работах [134—137] показано, что действительное расхождение расчетной и наблюдаемой величин углового момента должно быть еще большим. Основные критические аргументы состоят в следующем.

1. Форма возмущений не вычислялась в работе [133] самосогласованным путем, а произвольно предполагалась дисковой*. В результате квадрупольный момент, приписанный протогалактике, оказался много больше индуцируемого приливными силами.

* В работе [138] показано, что адиабатические возмущения могут приобретать форму диска («блина») на нелинейной стадии гравитационного обособления протогалактики от расширяющегося фона, т. е. существенно позже, чем это предполагается в статье [133].

При данном квадрупольном моменте приливные силы, действующие на протогалактику радиуса R от соседних протогалактик, находящихся на расстоянии d , пропорциональны $(R/d)^3$. Если же квадрупольный момент обусловлен приливными силами, пара сил пропорциональна $(R/d)^6$. Поскольку предполагавшаяся [133] несферичность больше вызываемой, то приливные эффекты были сильно завышены — в 10—50 раз [134].

2. В расчетах работы [133] не учтено, что возмущения галактической массы затухают в процессе рекомбинации и могут быть редуцированы лишь на значительно более поздней стадии [139], что уменьшает интеграл по времени от приливных сил.

3. Приливные эффекты от соседних протогалактик приводят к деформированным движениям и к сильно асимметричной форме, а не к чисто круговым движениям [137]. Между тем расчеты [140] показывают, что наблюдаемое распределение удельного углового момента в дисках спиральных галактик с большой точностью совпадает с распределением углового момента в однородном сфероидальном облаке, обладающем жестким вращением и сжавшимся затем в диск. Это свидетельство того, что угловой момент галактик не приобретенный, а врожденный.

Таким образом, гипотеза о приливном происхождении вращения галактик встречается и с теоретическими трудностями, и едва ли совместима с наблюдениями. Вместе с тем имеется интересная альтернативная возможность объяснить вращение галактик, оставаясь в рамках концепции адиабатических возмущений. Если галактики формируются в результате дробления существенно больших масс (газовых протоскоплений), то на нелинейной стадии (вообще говоря, несферического) сжатия последних могут образоваться ударные волны и генерироваться турбулентные движения (в том числе и чисто вихревые) [139, 139б]. Трудность этой альтернативы в том, что она приводит к ориентации осей вращения галактик, по-видимому, противоречащей наблюдаемой, а также, что более существенно, она не объясняет вращения скоплений и сверхскоплений, в пользу существования которого свидетельствует уже целый ряд фактов [141].

Б. ЭВОЛЮЦИЯ ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Энтропийными или изотермическими возмущениями принято называть возмущения плотности вещества, не сопровождающиеся изменением (однородного) распределения квантов. В отличие от адиабатических эти возмущения не сглаживаются радиацией столь катастрофически, как адиабатические. К моменту рекомбинации затухают лишь возмущения с $M < 10^6 M_\odot$ [126]. Однако лучистое трение очень быстро гасит любые движения энтропийных возмущений относительно фона излучения, так что к моменту реком-

бинации они оказываются практически статическими неоднородностями. Их судьба окончательно не выяснена. В работе [142] эти возмущения положены в основу принципиально новой, многоступенчатой схемы образования галактик. Предполагается, что первые конденсации с $M \sim 10^6 M_\odot$ образуют неустойчивые «празвезды», взрывы которых нагревают окружающий нейтральный газ и увеличивают неустойчивую массу до $10^9 M_\odot$. Неоднородности этих масс авторы отождествляют с квазарами, чьи взрывы прогревают газ еще сильнее и, в свою очередь, создают неоднородности типа протоскоплений. Галактики предполагаются последним поколением, возникающим в результате фрагментации этих протоскоплений, т. е. образующимся аналогично (хотя и в силу разных причин) очерченной выше схеме с адиабатическими возмущениями.

В другом варианте теории энтропийных возмущений [143] также предполагается, что «уцелевшие» от диссипации неоднородности имели падающий спектр, так что первыми выделяются массы порядка $10^6 M_\odot$. Однако, в отличие от результатов работы [142], авторы работы [143] считают, что первые объекты не образуют сверхмассивных звезд, а из-за охлаждения на молекулярном водороде фрагментируют на множество звезд, давая шаровые скопления. Дальнейшая эволюция мыслится в главных чертах, как объединение шаровых скоплений в галактики, а тех, в свою очередь, в скопления, но эти соображения еще недостаточно развиты.

В обоих вариантах теории энтропийных возмущений пока не удалось получить характерный параметр типа массы галактики и развить сколько-нибудь подробную количественную схему.

Мы не останавливаемся на эволюции других типов возмущений состава, перечисленных выше, для которых еще не показана возможность их трансформации в галактики.

Изложенные соображения ни в какой мере не отрицают возможности существования первичных адиабатических и энтропийных возмущений. Они лишь подчеркивают недостаточную разработанность гипотез о происхождении галактик из этих возмущений, произвол в выборе параметров возмущений и ряд трудностей, с которыми сталкиваются имеющиеся исследования в рамках этих гипотез.

В. ЭВОЛЮЦИЯ ВИХРЕВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Еще до открытия реликтового излучения высказывалось предположение, что первичная структурность, из которой формировались галактики, носила характер турбулентности [144]. Однако высокая в прошлом плотность излучения оказывается несовместимой с турбулентностью плазмы на невозмущенном фоне излучения: движения должны затухнуть за время, много меньшее космологического. Чтобы сохранить идею о первичной турбулентности, следует рассмотреть совершенно иной тип совместных движений излучения и связанной с ним плазмы, носящих вихревой характер («фотонные вихри»). Основные фазы эволюции таких вихрей, наложенных

на изотропно расширяющийся космологический фон, рассмотрены в работах [139, 145, 146].

В линейном гидродинамическом приближении вихревые (s) движения не сопровождаются неоднородностями плотности и соответствующими потенциальными (p) движениями. Однако во втором порядке по v_s/u имеем $v_p/v_s \sim \delta\rho/\rho \sim (v_s/u)^2$, где v_s — скорость вихревых движений, а u — скорость звука. На стадии преобладания излучения скорость звука $u = c/\sqrt{3}$, а v_s также не меняется во времени (в основном энергосодержащем масштабе движений) в силу закона сохранения углового момента. В результате если $v_s > u$, то дозвуковые вихревые движения генерируют лишь квадратично малые неоднородности.

Но дозвуковой характер турбулентности возможен лишь до момента рекомбинации t_{rec} , когда ситуация качественно меняется. После завершения рекомбинации скорость звука определяется упругостью газа, а не излучения, вследствие чего она падает в $10^4 \Omega^{-1/2}$ раз. Поскольку вихревая скорость тем выше, чем больше масштаб вихря (как в обычной несжимаемой турбулентности), то вихри тех масштабов, где $v_s > u$, генерируют потенциальные движения и соответствующие им неоднородности в распределении веществ.

Амплитуда неоднородностей, образующихся в некотором масштабе l , зависит от соотношения между характерным гидродинамическим временем $t_h = l/v$ и характерным временем космологического расширения $t_{exp} = (d \ln \rho/dt)^{-1}$. Обратимся сначала к масштабам, где $t_h < t_{exp}$ на момент t_{rec} (неоднородности таких масштабов не затухнут из-за вязкости, если начальное значение v_s в основном масштабе достаточно велико). Для них в результате нелинейных эффектов в сверхзвуковой турбулентности можно ожидать $v_p \sim v_s$ и соответственно относительно больших неоднородностей $(\delta\rho/\rho) \sim 1$. Такое равномерное распределение между вихрями и потенциальными движениями не позволяет плоским ударным волнам схлопываться с образованием больших скачков плотности. Избыточная кинетическая энергия на момент t_{rec} препятствует также немедленному обособлению этих неоднородностей. Отделение от расширяющегося фона станет возможным, когда кинетическая энергия упадет до значения, допускаемого теоремой вириала. В работе [139] в простейшем приближении адиабатического уменьшения энергии вихревых и потенциальных движений при расширении Вселенной рассчитаны основные космогонические параметры образующихся галактик: момент гравитационного обособления, соотношение радиус — масса, удельный момент вращения и дисперсия скоростей. Появление спиральных галактик ожидается в участках среды с преимущественно вихревыми движениями, тогда как эллиптических галактик — в участках с преобладанием потенциальных скоростей. Доля массы, содержащейся в областях нулевых линий поля вихревых скоростей, позволяет оценить относительную численность E - и S -галактик

и долю массы, вошедшей в шаровые скопления. Численные оценки, в которых использовано естественное предположение, что характерный масштаб и скорость в нем в момент t_{eq} равенства плотности энергии вещества и излучения были близки соответственно к ct'_{eq} и $v_{\text{eq}} \approx c/\sqrt{3}$, приводят к параметрам галактик, близким к наблюдаемым. Интересно, что теория объясняет существование верхней границы масс у галактик (как массы в масштабе, где $t_h = t_{\text{exp}}$ в момент t_{rec}); ее численное значение, близкое к наблюдаемому (около $10^{12} M_{\odot}$), зависит от фундаментальных физических постоянных (c , G) и от удельной энтропии вещества во Вселенной.

Обратимся теперь к судьбе масштабов, где $t_h > t_{\text{exp}}$ на момент t_{rec} [146]. Потенциальные движения и соответствующие неоднородности плотности здесь относительно малы, и, в отличие от меньших масштабов, их эволюция определяется не гидродинамической, а гравитационной неустойчивостью. Если в данном масштабе потенциальная скорость успела за время t_{exp} вырасти до величины, достаточной для гашения скорости дифференциального космологического расширения, соответствующая неоднородность «отключится» от фона с образованием гравитационно связанной системы. Очевидно, возмущения этих масштабов соответствуют агломератам (скоплениям) галактик различной численности. Пространственная корреляция скоростей в метагалактической турбулентности приведет к тому, что неоднородности с преобладанием потенциальных скоростей над вихревыми (эллиптические галактики) окажутся преимущественно сгруппированными в сферические и притом более плотные скопления, чем скопления неправильной формы (отражающей наличие общего момента вращения), которые будут содержать преимущественно спиральные галактики и обособятся позднее, т. е. при меньшей плотности фона из-за относительно меньшей потенциальной компоненты скорости. Принципиально, что галактики обособляются от фона независимо от завершения формирования их скоплений, которое в достаточно больших масштабах на сегодняшний день еще не закончилось. Основные параметры скоплений [146] удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми.

Разумеется, вихревая модель, хотя и объяснила многие вопросы образования галактик, сделала лишь первые шаги в решении этой сложной и многосторонней проблемы. В разработку представлений о вихревом происхождении галактик сейчас включились многие исследователи из разных стран. В работе [136] показано, что образование галактик из вихревых возмущений может привести к продолжающемуся и поныне выпадению межгалактического газа на галактики в количестве, близком к приносимому высокоскоростными облаками нейтрального водорода. Можно показать, что первичные вихри еще на стадии преобладающего излучения генерируют магнитное поле [134]. Последующее усиление этого поля галактической турбулентностью, наложенной на дифференциальное вращение, могло бы, вероятно, объяснить происхождение галактических магнитных полей.

Перед вихревой теорией, находящейся в стадии интенсивного дальнейшего развития, стоит несколько важных задач. Необходим выход за рамки адиабатического приближения работы [139], т. е. детальный анализ турбулентности на послерекомбинационной стадии. Нуждаются в разработке физические процессы на стадии превращения протогалактики в стационарную систему (оценки показывают, что этого можно ожидать при $z \sim 10$). Интересные перспективы возникают при рассмотрении образования ядер галактик и начала их активности.

Проблемы вихревой теории неизбежно перерастают в космологические при попытке объяснить происхождение вихрей. Конечно, эти вихри можно считать столь же неотъемлемым свойством Вселенной, как и ее расширение, но это «разъяснение» проливает мало света на космологическую проблему. Экстраполяция в прошлое анизотропных свойств вихрей привела к выводу, что ранние стадии космологического расширения были нефридмановскими, что по-новому ставит проблему взаимосвязи космогонии и космологии. То же относится и к астрофизике высоких энергий на ранних стадиях расширения.

Резюмируя состояние проблемы происхождения галактик, можно считать, что в настоящее время имеются три конкурентоспособные гипотезы о природе первичных возмущений как потенциальных, вихревых и энтропийных. По-видимому, они образуют «линейно-независимый» базис, к которому можно свести любую новую гипотезу об образовании галактик. Однако уже сейчас ясно, что не все перечисленные типы возмущений равновероятно ответственны за принципиальные черты будущей теории. Богатейший материал астрофизических наблюдений существенно сужает мыслимые возможности. Так, статические (энтропийные) возмущения, хотя они и возникают неизбежно при затухании других типов возмущений, по-видимому, играли подчиненную роль в образовании галактик и тем более их агломератов. Формирование галактик и их скоплений можно связать с возмущениями динамического типа, т. е. с начальными потенциальными или вихревыми движениями. Окончательный выбор между последними станет возможен, когда теории будут более детализированы и надежно разойдутся в своих принципиальных следствиях.

Г. ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК

Ни одна из имеющихся теорий образования галактик не смогла пока рассчитать даже для нормальных галактик их эволюцию после формирования. Рассмотрение эволюции галактик как целого сложнее, чем эволюции отдельной звезды. Эволюция галактик сопровождается четырьмя типами процессов: образованием звезд из межзвездного газо-пылевого вещества; изменением химического состава газа в результате его обогащения продуктами звездной эволюции; изменением физических параметров звездных и диффуз-

ных составляющих галактики и изменением структуры галактики (пространственного распределения звезд и межзвездной материи). Эти процессы большей частью взаимозависимы, что усугубляет сложность проблемы.

Относительно неизменными в течение эволюции галактики являются динамические параметры ее звездных составляющих. Следовательно, эти параметры, получаемые из наблюдений, содержат определенную информацию об условиях в галактике на момент ее образования. Поскольку галактики разных хаббловских типов отличаются, грубо говоря, различным относительным содержанием плоской и сферической звездных составляющих (см. § 1.1), то сопоставление динамических параметров составляющих, которые имеют разный возраст, позволяет в принципе реконструировать динамическую историю галактики. С помощью этого метода можно прийти к заключению, что в процессе превращения сжимающейся протогалактики в стационарную галактику эллиптические галактики стабилизировались при большей средней плотности, чем спиральные и тем более неправильные галактики. Существенное различие в начальных плотностях связано скорее всего с различием удельных моментов вращения, минимальных у эллиптических и максимальных у неправильных галактик. Скорость превращения газа в звезды тем выше, чем больше начальная плотность газа [147], и это качественно объясняет, почему доля газовой составляющей галактики, не превратившейся в звезды, монотонно возрастает от эллиптических галактик к неправильным (см. табл. 2).

Скорость звездообразования зависит не только от плотности газа, но и от его температуры и химического состава, а также, возможно, и от динамических факторов (вращения, турбулентности, магнитного поля). К сожалению, незнание этих зависимостей не позволяет пока достоверно рассчитать эволюционное изменение светимости галактики, массы ее газа, тепловой истории и химического состава, а также (что особенно важно для астрофизики высоких энергий) плотности энергии космических лучей, турбулентности, магнитного поля и поля радиации в различных спектральных интервалах. Вместе с тем данные о фоновом метагалактическом излучении (см. гл. 6) в принципе могут дать полезные ограничения на характер нетеплового излучения галактик и его изменения со временем. Излучение же галактик теплового происхождения, особенно сильное в эпоху образования галактик, может наблюдаться, благодаря красному смещению, в инфракрасном диапазоне [148].

Хотя данные наблюдений и почти все теории происхождения галактик сходятся на выводе, что большинство нормальных галактик образовалось более 10^{10} лет назад ($z > 4$), нет оснований отвергать возможность существования молодых галактик с возрастом $t \ll 10^{10}$ лет. Такие галактики могли бы образоваться в плотных областях межгалактической среды в результате каких-либо вторичных процессов (тепловой неустойчивости, сжатия газа ударными волнами, эжекции газа при взрывах в ядрах галактик). В этой

связи отметим, что среди компактных галактик Цвикки открыты два объекта, возраст которых, как подозревается, меньше или порядка 10^8 лет [149]. Однако свидетельства в пользу молодости этих объектов далеки об убедительности.

Д. ЭВОЛЮЦИЯ СИЛЬНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

В отличие от стадии обособления галактик от расширяющегося метагалактического фона, для которой пока отсутствуют прямые наблюдательные данные, сравнительно более поздняя стадия ($0 < z < 4$) эволюции сильных радиоисточников в настоящее время — это объект интенсивных исследований. Информация об этой стадии основана на обзорах неба на различных радиочастотах. Эти обзоры дают спектральную плотность потока F (ниже — просто поток) каждого источника. Последующий подсчет позволяет получить число источников N с потоком, большим F , как функцию от величины F . Если бы источники находились в статическом евклидовом пространстве и имели распределение по светимости, не зависящее от расстояния до источника, то очевидно, что $N \propto r^3$ и $F \propto r^{-2}$, так что подсчеты дали бы $N \propto F^{-3/2}$. Оказалось, однако, что фактические подсчеты дают показатель β в соотношении $N \propto F^{-\beta}$, отличный от $3/2$.

При сравнительно больших потоках $\beta = 1,8$ (избыток ярких источников), тогда как при малых F имеет место $\beta < 1,5$ (дефицит слабых источников), и, например, для частоты $\nu = 408 \text{ Мгц}$ $N \propto F^{-0,8}$ при $F < 0,1 \cdot 10^{-26} \text{ втл/(м}^2 \cdot \text{гц)}$ [150].

Более детальное рассмотрение показывает, что причина подобного расхождения лежит не в отличии истинной космологической модели от статической евклидовской, а обусловлена эволюцией свойств самих радиоисточников. В принципе возможны две простейшие формы такой эволюции: изменение со временем числа радиоисточников, т. е. их пространственной плотности в единице сопутствующего объема, и изменение *светимости* источников. Конечно, речь идет об изменении с космологической эпохой *среднего* числа или *средней* светимости радиоисточников, так как время их жизни много короче космологического времени для интересующих нас красных смещений ($z < 4$).

Хотя наличие эволюции радиоисточников (причем не только в радио-, но и в оптическом диапазоне [151]) сейчас не вызывает сомнений, ее количественная форма с достоверностью пока неизвестна. Основная причина этого состоит в том, что лишь небольшая часть радиоисточников идентифицирована и имеет измеренные красные смещения. Поэтому очень трудно сказать, какая часть объектов в *локальной* функции светимости радиоисточников (дающей пространственную плотность источников с различной светимостью в настоящую эпоху) обусловлена эффектами эволюции, а какая — собственно локальной функцией светимости без эволюции. Другая трудность обусловлена тем, что эволюция источников (изменение

их свойств в единице сопутствующего объема) может быть выделена лишь при известной скорости изменения во времени самого этого объема, т. е. при задании конкретной космологической модели.

Несмотря на отмеченные трудности и неопределенности, большинство исследователей сходятся на следующих основных выводах о характере эволюции источников [152].

1. Эволюция радиоисточников является весьма сильной. Средняя пространственная плотность $\bar{\rho}(z)$ источников (в единице сопутствующего объема) или их мощность $\bar{P}(z)$ меняется с красным смещением по законам, которые можно аппроксимировать степенными выражениями вида:

$$\bar{\rho}(z) \propto (1+z)^m, \quad (1.41)$$

$$\bar{P}(z) \propto (1+z)^n. \quad (1.42)$$

Во фридмановской космологической модели с $\Omega = 1$ ($q_0 = 1/2$) [см. формулу (1.36)] имеем $m = 5,5$ (в отсутствие эволюции $m = 0$), а $n = 3,3$. Зависимость m и n от космологической модели весьма слабая. Так, например, для $q_0 = 1$ $m = 6$ [151].

2. Эволюция по закону (1.41) или (1.42) не может продолжаться при $z > z_{\text{макс}} = 2 - 4$. В противном случае радиофон, обусловленный суммарным вкладом радиоисточников (см. гл. 6), превышал бы наблюдаемый. При $z > z_{\text{макс}}$ пространственная плотность источников, по-видимому, сходится к конечному пределу. Любопытно, что уже при $z \approx 2,5$ пространственная плотность квазаров мало отличается от пространственной плотности эллиптических галактик [153]. Уже отсюда ясно, что дальнейший рост $\bar{\rho}(z)$ для квазаров невозможен. Отмеченное совпадение может быть и случайным, но, возможно, указывает, что подавляющее большинство массивных галактик проходило на ранней стадии своего существования фазу квазаров.

3. Сильная эволюция типа (1.41) или (1.42) с $m = 5,5$ или $n = 3,3$ относится не ко всем классам светимостей радиоисточников, а лишь к наиболее мощным объектам. Одинаковый закон эволюции у радиоисточников всех светимостей находился бы в противоречии с наблюдаемой мощностью фонового радиоизлучения, а также с наблюдаемым дефицитом слабых радиоисточников при $F < 0,1 \cdot 10^{-26} \text{ вт/}(m^2 \cdot \text{гц})$ (см. выше о подсчетах радиоисточников). Все имеющиеся наблюдательные данные совместимы с сильной эволюцией лишь для источников с мощностью $P > 10^{26} \text{ вт/гц}^*$. Этот класс мощных радиоисточников соответствует главным образом квазарам. Примечательно, что квазизвездные галактики (QSG), т. е. квазары без заметного радиоизлучения (см. § 1.2), подчиняются в оптическом диапазоне тому же закону эволюции, что и квазары в радиодиапазоне.

* Конечно, более слабые источники (в том числе и нормальные галактики) могут претерпевать эволюционные изменения, но существенно более слабые, чем (1.41) или (1.42).

Детальный анализ [153] показал, что скорее всего для квазаров и квазизвездных галактик имеет место не эволюция светимости, а эволюция пространственной плотности. Количественно эволюция равным образом совместима как со степенным законом вида (1.41) с $n = 6$ (при $q_0 = 1$), так и с экспоненциальным законом $\rho \propto \exp 5\tau$, где τ — время распространения света в долях возраста Метагалактики. Что же касается радиогалактик, то их эволюция несовместима с изменением одной только пространственной плотности (1.41)* или одной только светимости (1.42), но ее можно описать комбинацией этих эффектов. Интересно, что подобный тип «промежуточной эволюции» обеспечивает рассмотренная в § 1.2, п. Б модель радиогалактики, радиокомпоненты которой подвержены скоростному напору межгалактического газа [154].

Хотя многочисленные работы по эволюции сильных радиоисточников выявили немало важных фактов, уровень имеющейся информации еще не отвечает той роли, которую эта область исследований призвана сыграть в астрофизике и космологии. В самом деле, более полное понимание эволюции мощных компактных источников способно пролить свет на совершенно неясную в настоящее время проблему генезиса квазароподобных феноменов и ее связь с проблемой формирования галактик. Это будет способствовать заполнению той «бреши» в представлениях о происхождении галактик, которая относится к сравнительно близкой к нам стадии от момента образования галактик до настоящего времени ($0 \leq z \leq 10-10^3$).

С эволюцией мощных компактных источников связано большое число вопросов, представляющих особый интерес для астрофизики высоких энергий. То обстоятельство, что взрывы этих источников в прошлом происходили чаще или имели большую мощность, надо учитывать во всех расчетах, связанных с происхождением метагалактических космических лучей и фонового космического излучения. Последнее рассмотрено в гл. 6.

Список литературы

1. Silk J. Space Sci. Rev., 1970, 11, p. 671.
2. Oort J. H. Ricerche Astr. Varicana, 1958, 5, p. 415.
3. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. М., Физматгиз, 1963.
4. Гринберг М. Межзвездная пыль. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
5. Межзвездная газодинамика. Под ред. Хабинга. Пер. с англ., М., «Мир», 1972.
6. Бочкарев Н. Г. «Астрон. ж.», 1972, 49, с. 510.
7. Пикельнер С. Б. «Астрон. ж.», 1969, 46, с. 370.
8. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М., «Наука», 1963.
9. Shapiro M. M. Ann. Rev. Nucl. Phys., 1970, 20, p. 320.

* Неприложимость закона (1.41) с $m = 5,5-6$ и $z_{\max} = 2-4$ к радиогалактикам очевидна уже из того факта, что они по численности составляют 5% эллиптических галактик (см. § 1.2). Поэтому возможное эволюционное возрастание в прошлое $\bar{\rho}(z)$ для радиогалактик не может превысить 20.

10. **Vaucouleurs G. de.** In: Problems of Extra-Galactic Research (I. A. U. Symp. No 15). Ed. by G. McVittie, N. Y., Mc Millan Co., 1962, p. 3.
11. **Unsöld A.** The New Cosmos. N. Y., Springer Verlag, Inc., 1969.
12. **Oort J. H.** Trans. of XII General Assembly of IAU, 1964. (на рус. яз. Я. Оорт. «Земля и Вселенная», 1965, № 2, с. 14; № 3, с. 8).
13. **Озерной Л. М.** «Астрон. циркуляр АН СССР», 1967, № 407, с. 1.
14. **Sandage A., Freeman K. C., Stokes N. R.** Astrophys. J., 1970, **160**, p. 405.
15. **Burbidge G., Sargent W. L. W.** Comm. Astrophys. Space Phys., 1970, **1**, p. 220.
16. **Ambartsumian V. A.** Structure and Evolution of Galaxies. Interscience Publ., 1965, p. 1.
17. **Field G. B., Saslaw W. C.** Astrophys. J., 1971, **170** p. 199.
18. **Peebles P. J. E.** Astrophys. J., 1969, **154**, p. L 121.
19. **Davies R. D.**, Observatory, 1964, **83**, p. 245.
20. **Meekins J. F. e. a.** Nature, 1971, **231**, p. 107.
21. **Goldsmith D., Silk J.** Astrophys. J., 1972, **172**, p. 563.
22. **Epstein E. E.** Astron. J., 1964, **69**, No 7.
23. **Зельдович Я. Б.** «Успехи физ. наук», 1963, **80**, с. 357.
24. **Van den Bergh S.** Nature, 1970, **225**, p. 503.
25. **Sandage A.** Rept. at the Conf. on the Galaxy and the Distance Scale, Roy. Greenwich Observ., Aug. 17—20, 1971.
26. **Смит Г., Смит Э.** Солнечные вспышки. Пер. с англ. М., «Мир», 1966.
27. **Эруптивные звезды.** Под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга. М., «Наука», 1970.
28. **Шкловский И. С.** Сверхновые звезды. М., «Наука», 1966.
29. **Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.** Теория тяготения и эволюция звезд. М., «Наука», 1971.
30. **Hewish A.** Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1965, **8**, p. 265.
31. **Ter Haar D.** Phys. Rept. (Sect. C. Phys. Lett.), 1972, **3**, p. 57.
32. **Гинзбург В. Л.** «Успехи физ. наук», 1971, **103**, с. 393.
33. **Ruderman M.** Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1972, **10**, p. 427.
34. **Gunn J., Ostriker J.** Astrophys. J., 1970, **160**, p. 979.
35. **Gursky H.** Proc. Summer School of Theor. Phys. at Les Houches, France Gordon and Breach, Paris, 1972.
36. **Амбарцумян В. А.** «Вестн. АН СССР», 1969, No 2, с. 20.
37. **Oort J. H.** Nature, 1969, **224**, p. 1158.
38. **Burbidge G. R.** Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1970, **8**, p. 369.
39. **Lequeux J.** Astron. and Astrophys., 1971, **15**, p. 42.
40. **Kellermann K. I., Paulini-Toth I. I. K.** Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1968, **6**, p. 417.
41. **Low F. J.** Astrophys. J., 1970, **159**, p., L 173.
42. **Ambartsumian V. A.** Trans. IAU, Acad. Press, 1966, **12B**, p. 578.
43. **Wade C. M.** Astron. J., 1968, **73**, p. 836.
44. **Проинк И. И.** «Астрон. ж.», 1969, **46**, с. 951.
45. **van der Kruit P. C.** Astron. and Astrophys., 1971, **15**, p. 110.
46. **Kleinmann D. E., Low F. J.** Astrophys. J., 1970, **159**, p., L 165.
47. **Proc. Confer. on Seyfert Galaxies and Related Objects**, Astron. J., 1968, **73**, 10.
48. **Matthews T. A., Morgan W. W., Schmidt M.** Astrophys. J., 1964, **140**, 35.
49. **Schmidt M.** Astrophys. J., 1966, **146**, 7.
50. **Moffet A.** Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1966, **4**, 145.
51. **Mills D. M.** Rept. No 408 Inst. Plasma Res., Stanford Univ., 1971.
52. **Mills D. M., Sturrock P. A.** Astrophys. Lett., 1970, **5**, p. 105.
53. **Robinson I., Schild A., Schucking E. L.** (Editors) Quasi-Stellar Radio Sources and Gravitational Collapse, Univ. of Chicago Press, 1965.
54. **Бербидж Дж., Бербидж М.** Квазары. Пер. с англ. М., «Мир», 1969.
55. **Pacholczyk A. G.** Astrophys. J., 1970, **161**, p. L 207.
56. **Ozernoy L. M., Sazonov V. N.** Astrophys. Lett., 1971, **8**, p. 231.
57. **Bergeron J., Salpeter E. E.** Astrophys. Lett., 1971, **9**, p. 121.
58. **Каплан С. А., Цытович В. Н.** Плазменная астрофизика. М., «Наука», 1972.

59. Sandage A. R., Luyten W. J. *Astrophys. J.*, 1969, **148**, p. 767.
60. Комберг Б. В., Озерной Л. М. *Astrophys. and Space Sci.*, 1970, **6**, p. 450.
61. Sandage A. R. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, p. 1560.
62. Vaucouleurs G. de. *Publ. Astron. Department Univ. of Texas*, 1968, **4**, p. 1.
63. Озерной Л. М. В кн.: Труды V Всесоюзной зимней школы по космофизике. Апатиты. 1968, с. 43.
64. Дибай Э. А. «Астрон. циркуляр АН СССР», 1968, № 481, с. 4.
65. Gunn J. E. *Astrophys. J.*, 1971, **164**, p. L 113.
66. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. *Релятивистская астрофизика*. М., «Наука», 1967.
- 66a. Ozerney L. M. *Proc. First European Astronomical Conf.* (Athens, 4—9 Sept. 1972). Springer Verlag, 1973.
67. Калинин М., Поликарпов А. «Изв. Бълг. АН Сер. астрон.», 1967, **2**, с. 157.
68. Woltjer L. *Nature*, 1964, **201**, 803.
69. Ulam S. M. e. a. *Nature*, 1964, **201**, 1202.
70. Colgate S. *Astrophys. J.*, 1968, **150**, 163.
71. Spitzer L., Saslaw W. C. *Astrophys. J.*, 1966, **143**, 400.
72. Oort J. H. *Pontificiae. Acad. Sci. Scripta Varia*, 1971, No. 35, p. 321.
73. Гудзенко Л. И., Озерной Л. М., Чертопруд В. Е. «Астрон. ж.», 1968, **45**, с. 492; 1971, **48** с. 472.
74. Kinman T. D. e. a. *Astrophys. J.*, 1968, **146**, p. 964.
75. Lü P. K., Hunter J. H. *Nature*, 1969, **221**, p. 755.
76. Kinman T. D. *Proc. IAU Symp. No 44, Dordrecht-Holland*, 1971.
77. Angione R. J., Smith H. J. *Proc. IAU Symp. No 44, Dordrecht-Holland*, 1971.
78. Pacholczyk A. G. *Astrophys. J.*, 1971, **163**, p. 449.
- 78a. Jurkevich I. e. a. *Astrophys. Space. Sci.*, 1971, **10**, p. 402.
79. Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. *Astrophys. Space Sci.*, 1970, **9**, p. 109.
80. Lynden-Bell D. *Nature*, 1969, **223**, p. 690.
81. Bardeen J. M. *Nature*, 1970, **226**, p. 64.
82. Ruffini R., Wheeler J. A. *The Significance of Space Research for Fundamental Physics*, Paris, ESRO, 1971.
83. Christodoulou D., Ruffini R. *Phys. Rev. Abstr.*, 1971, **2**, p. 25.
84. Озерной Л. М. «Астрон. циркуляр АН СССР», 1971, № 661, с. 4.
85. Mac Donald G. H., Kenderdine S., Neville A. C. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1968. **138**, p. 259.
86. Озерной Л. М. «Астрон. ж.», 1966, **43**, с. 300.
87. Morrison P., Cavaliere A. *Pontific. Acad. Sci. Scripta Varia*, 1971, **35**, p. 485.
88. Piddington J. H. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1970, **148**, p. 131.
89. Fowler W. A. *Grab. Nebula IAU Symp. No 41, Dordrecht-Holland*, 1971.
90. Озерной Л. М., Усов В. В. *Astrophys. Space Sci.*, 1971, **12**, 267.
91. Озерной Л. М., Усов В. В. *Astrophys. Lett.*, 1973, **13**, p. 443.
92. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1970, **47**, 742.
93. Озерной Л. М., Чертопруд В. Е. «Астрон. ж.», 1967, **44**, с. 537, 1969, **46**, с. 940.
94. Озерной Л. М. «Астрон. циркуляр АН СССР», 1970, № 581, с. 1.
95. Маркарян Б. Е. «Астрофизика», 1969, **5**, с. 443.
96. Sargent W. L. W. *Astrophys. J.*, 1970, **160**, p. 405.
97. Morgan W. W. *Proc. IAU Symp. No 44, Dordrecht-Holland*, 1972.
98. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1962, **39**, с. 591.
99. Дибай Э. А., Проинк В. И. «Астрон. ж.», 1967, **44**, с. 952.
100. Озерной Л. М. «Астрон. ж.», 1970, **47**, с. 265.
101. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1972, **49**, с. 233.
102. Chataignat P. e. a. *Astron. and Astrophys.*, 1971, **8**, p. 424.
103. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теория поля*. Изд. 5. М., «Наука», 1967.
104. Мак-Витти Дж. *Общая теория относительности и космология*. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961.

105. Фридман А. А. «Успехи физ. наук», 1963, 80, с. 439.
106. McCrea W., Milne E. Quart. J. Math., 1934, 5, p. 73.
- 106a. Hughes R. G., Longair M. S. Mon. Not. R. A. S., 1967, 135, p. 131.
107. Зельманов А. Л. Труды VI Совещания по вопросам космогонии, М., Изд-во АН СССР, 1959.
108. Penzias A. A., Wilson R. W. Astrophys. J., 1965, 142, p. 419.
109. Dicke R. H. e. a. Astrophys. J., 1965, 142, p. 414.
110. Shivanandan K. e. a. Phys. Rev. Lett, 1968, 21, p. 1460.
111. Blair A. G. e. a. Phys. Rev. Lett, 1971, 27, p. 1154.
112. Hazard C., Salpeter E. E. Astrophys. J., 1969, 157, p. L 87.
113. Gamow G. Phys. Rev., 1946, 70, p. 572; Rev. Mod. Phys., 1949, 21, p. 367.
114. Gamow G. Vistas in Astronomy, 1956, 2, p. 1726.
115. Oort J. H. La structure et l'évolution de l'univers, Solvay Conf., ed. by R. Stoops, Brussels, 1958, p. 63.
116. Белинский В. А., Лифшиц Е. М., Халатников И. М. «Успехи физ. наук», 1970, 102, с. 463.
117. Hawking S. W. Proc. Roy. Soc., 1967, A300, p. 187.
118. Bahcall J. N., Frautschi S. Astrophys. J., 1971, 170, p. L81.
119. Harrison E. R. Phys. Rev., 1967, 168, p. 1170.
120. Silk J. Space Sci. Labor. Ser. 12, Issue 79, 1971, p. 105.
- 120a. Field G. B. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1972, 10, p. 227.
121. Field G. B., Henry R. C. Astrophys. J., 1964, 140, p. 1002.
122. Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. «Астрон. ж.», 1965, 42, с. 943.
123. Christiansen W. Astrophys. Lett. 1971, 7, p. 233.
124. Bergeron J. E. Astron. and Astrophys., 1969, 3, p. 42; 1970, 4, p. 335.
125. Лифшиц Е. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1946, 16, с. 587.
126. Harrison E. R. Mon. Not. R. A. S., 1968, 141, p. 397.
127. Field G. B. Stars and Stellar Systems, V9. Galaxies and Cosmology (Ed. by A. and M. Sandage), 1973.
128. Чибисов Г. В. «Астрон. ж.», 1972, 49, с. 74.
129. Peebles P. J. E., Yu J. T. Astrophys. J., 1970, 162, p. 815.
130. Peebles P. J. E. Phys. Rev., 1970, D1, p. 397.
131. Озерной Л. М. «Астрон. циркуляр АН СССР», 1970, № 422, с. 1.
132. Vaucouleurs G. de. Science, 1970, 167, p. 1203.
133. Peebles P. J. E. Astrophys. J., 1969, 155, p. 393.
134. Harrison E. R. Mon. Not. R. A. S., 1970, 148, p. 119.
135. Озерной Л. М. «Успехи физ. наук», 1970, 101, с. 71.
136. Oort J. H. Astron. and Astrophys., 1970, 7, p. 381.
137. Hunter C. Astrophys. J., 1970, 162, p. 445.
138. Зельдович Я. Б. «Астрофизика», 1970, 6, с. 319.
139. Озерной Л. М., Чибисов Г. В. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 469; Astrophys. Lett., 1971, 7, p. 201.
- 139a. Chernin A. D. Astrophys. Lett., 1972, 10, p. 125.
- 139b. Дорошкевич А. Г. «Астрон. ж.», 1972, 49, с. 1221.
140. Crampin D. J., Hoyle F. Astrophys. J., 1964, 140, p. 99.
141. Ozerney L. M. Proc. IAU Symp. № 58, Dordrecht—Holland, 1974.
142. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. «Астрон. ж.», 1967, 44, с. 295.
143. Peebles P. J. E., Dicke R. H. Astrophys. J., 1968, 154, p. 891.
144. Weizsäcker C. F. von. Astrophys. J., 1951, 114, p. 165.
145. Озерной Л. М., Чернин А. Д. «Астрон. ж.», 1967, 44, с. 1131; 1968, 45, с. 1137.
146. Озерной Л. М. «Астрон. ж.», 1971, 48, с. 1160.
147. Schmidt M. Astrophys. J., 1959, 129, p. 243.
148. Partridge R. B., Peebles P. J. E. Astrophys. J., 1967, 147, p. 868.
149. Searle L. e. a. W. Comment. Astrophys. and Space Phys., 1972, 4, p. 59.
150. Ryle M. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1968, 6, p. 249.
151. Schmidt M. Astrophys. J., 1970, 162, p. 371.
152. Лонгейр М. «Успехи физ. наук», 1969, 99, с. 229.
153. Schmidt M. Astrophys. J., 1972, 176, p. 273; p. 289; p. 303.
154. Rees M. J., Setti G. Nature, 1968, 219, p. 127.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ *

§ 2.1.

МАГНИТОТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Введение. Излучение электронов, движущихся в магнитных полях, — так называемое *магнитотормозное излучение*** — один из наиболее важных процессов в астрофизике высоких энергий. В космических источниках нетеплового электромагнитного излучения этот процесс играет большую, а подчас и решающую роль. Нетепловое излучение остатков сверхновых звезд (в том числе и оптическое поляризованное излучение Крабовидной туманности), радиогалактик, квазаров — все эти явления обусловлены магнитотормозным излучением релятивистских электронов. Магнитотормозное излучение приносит информацию о свойствах магнитосферы одного из наиболее интересных объектов Солнечной системы — планеты Юпитер.

Весьма многочисленны и «земные» приложения теории магнитотормозного излучения. Радиационные энергетические потери ультрарелятивистских электронов — одно из основных препятствий на пути получения электронов высоких энергий в циклических ускорителях — синхротронах [2, 3]. Важную роль магнитотормозное излучение играет и в физике плазмы: удерживаемая в магнитном поле плазма быстро охлаждается из-за циклотронного излучения электронов [4, 5]. Радиационное торможение электронов в магнитном поле Земли ограничивает энергию влетающих в земную атмосферу космических электронов величиной порядка 10^{17} эв [6, 7]. Синхротронное излучение в геомагнитном поле можно использовать для изучения электронной компоненты первичных космических лучей в диапазоне энергий от 10^{12} до 10^{13} эв [8]. Многочисленные

* По принципам построения и целям изложения настоящая глава близка к конспекту лекций [1].

** Общепринятой терминологии в теории магнитотормозного излучения нет, но чаще всего используются три термина: *магнитотормозное излучение* — излучение электронов любой энергии; *синхротронное излучение* — излучение ультрарелятивистских электронов; *циклотронное излучение* — излучение нерелятивистских электронов.

приложения излучения электронов в магнитном поле способствовали развитию довольно полной теории магнитотормозного излучения.

Магнитотормозной механизм космического радиоизлучения впервые рассматривался в работах [9, 10].

Большое внимание астрофизиков к магнитотормозному излучению было привлечено работами советских исследователей [11—14], внесших существенный вклад в развитие теории магнитотормозного излучения и ее астрофизических приложений. Окончательное признание магнитотормозная гипотеза получила после того, как была обнаружена предсказанная в ее рамках поляризация оптического излучения Крабовидной туманности [15, 16].

Приложения теории магнитотормозного излучения к астрофизике рассматриваются в нескольких обзорах и монографиях [17—24].

Теория магнитотормозного излучения. Приведем основные формулы теории магнитотормозного излучения. В однородном магнитном поле H частица движется по спирали радиусом

$$r_H = cp_{\perp}/eH \quad (2.1)$$

с шагом

$$h = 2\pi cp_{\parallel}/eH, \quad (2.2)$$

где $p_{\perp}$, $p_{\parallel}$ — перпендикулярная и параллельная магнитному полю составляющие импульса частицы.

При нерелятивистских скоростях движения электрона магнитотормозное излучение можно рассматривать в дипольном приближении ([25], § 67). В этом случае частота излучения совпадает с ларморовской частотой вращения электрона:

$$\omega_L = eH/mc = 2\pi \cdot 2,8 \cdot 10^6 H \text{ сек}^{-1}, \quad (2.3)$$

а угловое распределение интенсивности излучения близко к изотропному:

$$\frac{dW}{d\Omega} = cr_0^2 \frac{H^2}{8\pi} \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2 (1 + \cos^2 \vartheta) \text{ эрг/(сек} \cdot \text{стер)}, \quad (2.4)$$

где

$$r_0 = e^2/mc^2 = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad (2.5)$$

классический радиус электрона, ϑ — угол между волновым вектором излучения и вектором напряженности магнитного поля.

При увеличении энергии электрона угловое и спектральное распределения интенсивности магнитотормозного излучения меняются: возрастает интенсивность излучения на высших гармониках, излучение концентрируется к направлению вектора скорости частицы.

Характер магнитотормозного излучения качественно меняется при переходе к ультрарелятивистским энергиям частиц. Основная

доля излучаемой энергии собирается в узкий пучок, угловая ширина которого по порядку величины равна

$$\bar{\vartheta} = (mc^2/E) = 1/\Gamma, \quad (2.6)$$

где Γ — лоренц-фактор частицы с энергией E^* . Поэтому регистрируемое наблюдателем электрическое поле излучения будет состоять из резких импульсов продолжительности Δt , разделенных интервалами времени τ ([17], рис. 14). Оценим величину интервалов Δt и τ .

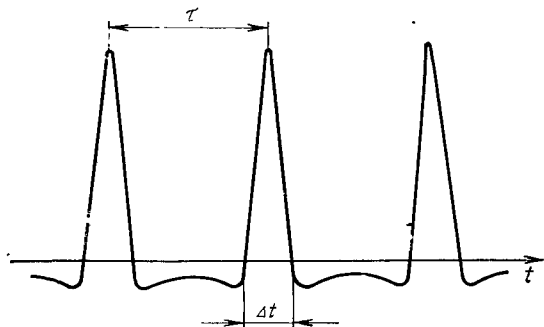


Рис. 14. Временная зависимость полей синхротронного излучения.

Если частица движется по окружности, то время τ равно периоду вращения частицы. Движение по спирали приводит к изменению τ из-за эффекта Доплера:

$$\tau = (2\pi/\omega_H) (1 - v_{\parallel} \cos \vartheta/c), \quad (2.7)$$

где $v_{\parallel}$ — параллельная магнитному полю составляющая скорости частицы, а

$$\omega_H = ceH/E \quad (2.8)$$

угловая частота вращения частицы с энергией E .

Продолжительность импульса Δt по порядку величины равна

$$\Delta t \sim \frac{r_H^*}{c} \bar{\vartheta} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sim \frac{mc}{eH_{\perp}} \cdot \frac{1}{\Gamma^2}. \quad (2.9)$$

Здесь $H_{\perp}$ — перпендикулярная к скорости частицы составляющая магнитного поля;

$$r_H^* = E/eH_{\perp} \quad (2.10)$$

пространственный радиус кривизны ее траектории; множитель $1 - v/c$ отражает доплеровское сокращение длительности импульса.

* Для обозначения лоренц-фактора частиц мы используем Γ вместо общепринятого γ . Это вызвано тем, что символом γ обозначен показатель энергетического спектра.

Итак, магнитотормозное излучение состоит из гармоник основной частоты:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{ceH}{E} \frac{1}{1 - (v_{\parallel}/c) \cos \vartheta}. \quad (2.11)$$

Максимум интенсивности излучения приходится на частоту

$$\omega_m \approx 1/\Delta t \approx eH_{\perp} \Gamma^2 / mc. \quad (2.12)$$

Спектр магнитотормозного излучения ультрарелятивистских частиц можно считать непрерывным, потому что частота гармоник, дающих основной вклад в интенсивность излучения, много больше основной частоты:

$$\omega_m/\omega_0 \approx \tau/\Delta t \approx \Gamma^3 (1 - (v_{\parallel}/c) \cos \vartheta) \gg 1. \quad (2.13)$$

Следует отметить, что приведенные выше оценки не применимы к магнитотормозному излучению частиц с малыми питч-углами*:

$$\eta \leq 1/\Gamma. \quad (2.14)$$

В системе отсчета, в которой частицы движутся по окружности, при малых питч-углах движение частиц нерелятивистское, и основная доля энергии магнитотормозного излучения сосредоточена на первых гармониках. В системе отсчета, связанной с наблюдателем, характерная частота магнитотормозного излучения частиц с малыми питч-углами равна

$$\omega_m \approx eH\Gamma / mc. \quad (2.15)$$

Не исключено, что магнитотормозное излучение электронов с малыми питч-углами играет важную роль в компактных космических источниках (ядрах квазаров и активных галактик, пульсарах) [26]. Теория магнитотормозного излучения электронов с малыми питч-углами рассмотрена в работах [27—29].

Энергетические потери частицы с зарядом e и массой m , движущейся в магнитном поле H под питч-углом η , определяются выражением (см. работу [25], § 74)

$$-(dE/dt) = (2/3) c(e^2/mc^2)^2 (H \sin \eta)^2 \frac{(v/c)^2}{1 - (v/c)^2}. \quad (2.16)$$

Ультрарелятивистские электроны теряют энергию со скоростью

$$-(dE_e/dt) = (2/3) c r_0^2 \Gamma_e^2 (H \sin \eta)^2 = 3,8 \cdot 10^{-15} H_{\perp}^2 E_e^2 \text{ эв/сек}, \quad (2.17)$$

где H — в эрстедах, а E_e — в электронвольтах.

Соотношение (2.17) наглядно демонстрирует основную особенность магнитотормозного излучения — быстрый рост энергетических по-

* Питч-угол — это угол между вектором напряженности магнитного поля и вектором скорости частицы.

терь при увеличении энергии частицы. Время жизни электрона по отношению к радиационным потерям в магнитном поле равно

$$t_s^{(e)} = \frac{E_e}{-dE_e/dt} = \frac{2,6 \cdot 10^{14}}{H_{\perp}^2 E_e} \text{ сек.} \quad (2.18)$$

Радиационное торможение тяжелых заряженных частиц (протонов и ядер) значительно слабее. Например, время жизни протона по отношению к энергетическим потерям на синхротронное излучение в $(M/m)^4 \approx 10^{13}$ раз превышает время жизни электрона:

$$t_s^{(p)} = 3,0 \cdot 10^{27} / H_{\perp}^2 E_p \text{ сек.} \quad (2.19)$$

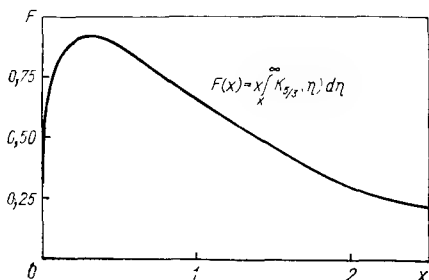


Рис. 15. Спектральное распределение мощности синхротронного излучения.

Из (2.19) ясно, что синхротронное излучение релятивистских протонов существенно лишь в компактных объектах с большими магнитными полями.

Подробным расчетам характеристик магнитотормозного излучения посвящены многочисленные теоретические работы [30—38]. Здесь мы приведем лишь те соотношения, которые чаще всего используются в астрофизике высоких энергий. Спектральное распределение мощности, которая излучается электроном с энергией E_e , движущимся в магнитном поле H под питч-углом η , определяется соотношением [39, 40]

$$\frac{dW}{d\nu} = \sqrt{3} \frac{e^3 H \sin \eta}{mc^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} dx K_{5/3}(x) \text{ эрг/(сек} \cdot \text{гц)}, \quad (2.20)$$

где $K_{5/3}(x)$ — функция Макдональда, а

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{eH \sin \eta}{mc} \Gamma_e^2 = 1,6 \cdot 10^{-5} H_{\perp} E_e^2 \text{ гц.} \quad (2.21)$$

Спектральное распределение мощности синхротронного излучения показано на рис. 15. Средняя частота и энергия фотонов синхротронного излучения электронов равны:

$$\left. \begin{aligned} \langle \nu \rangle &= \frac{8}{15\sqrt{3}} \nu_c = 4,9 \cdot 10^{-6} H_{\perp} E_e^2 \text{ гц,} \\ \langle \epsilon \rangle &= h \langle \nu \rangle = 2,0 \cdot 10^{-20} H_{\perp} E_e^2 \text{ эв.} \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

Например, электроны космических лучей с энергией от 1 до 10 Гэв, движущиеся в межзвездном магнитном поле ($H \sim 10^{-6}$ гс), излучают в диапазоне метровых радиоволн ($\nu \sim 10^6$ — 10^8 гц), в то время как электроны с энергией порядка 10^3 Гэв, движущиеся в геомаг-

нитном поле ($H \sim 1$ гс), излучают рентгеновские кванты с энергией около 10 кэв.

Магнитотормозное излучение космических электронов может быть поляризовано. Например, степень поляризации излучения электронов со степенным энергетическим спектром равна [41]

$$\Pi = (\gamma + 1)/(\gamma + 7/3), \quad (2.23)$$

где γ — показатель степенного спектра. Открытие поляризации нетеплового космического излучения сыграло большую роль в общем признании магнитотормозного механизма космического излучения. Отметим, что подробную информацию о поляризационных характеристиках магнитотормозного излучения можно получить в работах [17—20].

Предыдущее изложение базируется на классической теории электромагнитного излучения. Определим пределы применимости этого подхода. Квантовые поправки к классической теории обусловлены квантованием движения электрона и квантовой отдачей фотона [42]. Квантованием движения электрона можно пренебречь, если расстояние между двумя соседними уровнями энергии электрона в магнитном поле $\hbar\omega_H$ мало по сравнению с энергией электрона E_e :

$$\frac{\hbar\omega_H}{E_e} = \frac{H}{H_{\text{крит}}} \cdot \frac{1}{\Gamma_e^2} \ll 1, \quad (2.24)$$

где

$$H_{\text{крит}} = m^2 c^3 / e \hbar = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ гс} \quad (2.25)$$

— критическое значение напряженности магнитного поля, характерное для квантовых эффектов. Квантовая отдача фотона несущественна, если энергия излучаемого фотона мала по сравнению с энергией электрона:

$$\frac{E_\gamma}{E_e} \sim \frac{H}{H_{\text{крит}}} \Gamma_e \ll 1. \quad (2.26)$$

Применимость классической теории определяется более сильным условием (2.26). Запишем его в виде

$$E_e \ll (2 \cdot 10^{19} / H) \text{ эв}. \quad (2.27)$$

Квантовые эффекты в синхротронном излучении могут проявиться [42] в очень сильных магнитных полях пульсаров, достигающих 10^{13} гс. Квантовая теория синхротронного излучения и родственных ему процессов (например, рождения пар фотонами в сильном магнитном поле) рассматривается в работах [42, 44—49].

Синхротронное излучение космических электронов. Наблюдаемый спектр источников космического радиоизлучения определяется не только свойствами магнитотормозного излучения отдельного электрона, но и формой энергетического спектра ультрарелятивист-

ских электронов. В большинстве случаев спектры нетепловых источников в определенном интервале частот $\nu_1 < \nu \leq \nu_2$ можно аппроксимировать степенной функцией [50, 51]:

$$I(\nu) \propto \nu^{-\alpha}, \quad (2.28)$$

где показатель спектра α обычно называют *спектральным индексом*. Поэтому можно ожидать, что энергетический спектр электронов, генерирующих нетепловое излучение, также можно представить степенной функцией

$$P_e(E_e) = K_e E_e^{-\gamma_e} \text{ электрон}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эрг}) \quad (2.29)$$

при $E_1 \leq E_e \leq E_2$, K_e и γ_e — постоянные.

Интенсивность излучения электронов в расчете на единицу объема (так называемую *светимость единицы объема*) можно рассчитать по формуле

$$j(\nu) = \int_0^\infty dE_e \frac{P_e(E_e)}{c} \frac{dW(E_e, \nu)}{d\nu} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{стер} \cdot \text{Гц} \cdot \text{сек}). \quad (2.30)$$

Если спектр электронов — степенной в широком интервале энергий [настолько широк, что вкладом от областей $E_e \gg E_2$ и $E_e \leq E_1$ в интеграл (2.30) можно пренебречь], то светимость единицы объема в результате синхротронного излучения можно вычислить аналитически [52].

Окончательное выражение для светимости единицы объема, заполненного электронами со степенным спектром (2.29) и однородным магнитным полем H , имеет вид

$$\begin{aligned} j(\nu) = a(\gamma_e) \frac{e^3}{mc^3} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{\frac{\gamma_e-1}{2}} K_e (H \sin \vartheta)^{\frac{\gamma_e+1}{2}} \gamma^{-\frac{\gamma_e-1}{2}} = \\ = 4,5 \cdot 10^{-33} a(\gamma_e) \left(\frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{\frac{\gamma_e-1}{2}} \times \\ \times K_e (H \sin \vartheta)^{\frac{\gamma_e+1}{2}} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{стер} \cdot \text{Гц} \cdot \text{сек}), \end{aligned} \quad (2.31)$$

где

$$a(\gamma_e) = \frac{V \sqrt{3} 2^{\frac{\gamma_e-1}{2}} \Gamma\left(\frac{3\gamma_e-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma_e+19}{12}\right)}{\gamma_e+1}$$

и Γ — гамма-функция Эйлера. Сравнивая формулы (2.31) и (2.28), находим важнейшее соотношение теории синхротронного излучения:

$$\alpha = (\gamma_e - 1)/2. \quad (2.32)$$

Численные значения коэффициента $a(\gamma_e)$ приведены в табл. 8.

В космических условиях трудно ожидать существования объектов с абсолютно упорядоченным магнитным полем. Более вероятно, что магнитное поле будет в той или иной мере хаотическим. В предельном случае полного хаоса на луче зрения, проходящем через излучающую область, с равной вероятностью можно обнаружить любое направление вектора магнитного поля. В этом случае выражение (2.31) придется усреднить по углу ϑ между волновым вектором излучения и вектором магнитного поля. После усреднения получаем [53, 54]

$$j(\gamma) = 4,5 \cdot 10^{-33} b(\gamma_e) \left(\frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{(\gamma_e - 1)/2} \times \\ \times H^{(\gamma_e + 1)/2} K_e \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}), \quad (2.33)$$

где

$$b(\gamma_e) = \frac{V \sqrt{3\pi} 2^{\frac{\gamma_e - 3}{2}} \Gamma\left(\frac{3\gamma_e - 1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma_e + 19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{\gamma_e + 5}{4}\right)}{(\gamma_e + 1) \Gamma\left(\frac{\gamma_e + 7}{4}\right)}. \quad (2.34)$$

Численные значения коэффициента $b(\gamma_e)$ можно также найти в табл. 8.

Спектральная плотность потока излучения от источника объемом V , расположенного на расстоянии R от земного наблюдателя, определяется соотношением

$$F(\nu) = (j(\nu) V / R^2) \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}). \quad (2.35)$$

Нередко результаты радиоастрономических наблюдений записывают с помощью эффективной температуры излучения T_b — температуры черного тела, яркость которого равна яркости наблюдаемого объекта. Эффективная температура связана с интенсивностью регистрируемого излучения соотношением

$$T_b = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I(\nu), \quad (2.36)$$

где k — постоянная Больцмана. Эффективная температура области с линейными размерами вдоль луча зрения L , заполненной электро-

ТАБЛИЦА 8
Зависимость
коэффициентов
 $a(\gamma_e)$ и $b(\gamma_e)$ от
показателя спектра
 γ_e

γ_e	$a(\gamma_e)$	$b(\gamma_e)$
1	4,54	3,57
2	1,76	1,26
3	1,40	0,93
4	1,47	0,92
5	1,85	1,09

нами со степенным спектром (2.29) и хаотическим магнитным полем H , равна

$$T_b = 3,6 \cdot 10^{-34} b(\gamma_e) L K_e H^{\frac{\gamma_e + 1}{2}} \left(\frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\nu} \right)^{\frac{\gamma_e + 3}{2}} \text{°K}, \quad (2.37)$$

где L — в сантиметрах.

Следует отметить, что в выражениях (2.35) и (2.37) не учитывается поглощение радиоизлучения в источнике. Влияние самопоглощения магнитотормозного излучения электронами источника на спектр фотонов и другие эффекты индуцированного излучения и поглощения рассмотрены в § 2.4.

§ 2.2.

КОМПТОН-ЭФФЕКТ

Введение. Рассеяние электромагнитного излучения на свободных электронах (так называемое томсоновское рассеяние, или комптон-эффект*) давно привлекало внимание астрофизиков как один из основных механизмов переноса лучистой энергии в космических объектах. Например, рассеяние фотонов на свободных электронах определяет непрозрачность звездного вещества при очень высоких температурах, когда эффективность свободно-свободных переходов (тормозного излучения и поглощения) резко падает [55]. Теория комптоновского переноса излучения приобрела особенно большое значение в последние годы в связи с открытием тепловых источников рентгеновского излучения (Скорпион X-1, Лебедь X-1 и др. [56]). По-видимому, излучающие области тепловых источников рентгеновского излучения — оптически толстые по отношению к комптоновскому рассеянию фотонов [57]; в этом случае форма энергетического спектра рентгеновского излучения источников существенно зависит от свойств комптон-эффекта (подробнее см. работы [57—59]).

Комптоновское рассеяние — это основной процесс взаимодействия жесткого рентгеновского излучения с веществом. Более подробно влияние комптон-эффекта на распространение рентгеновского излучения в межзвездном газе обсуждается в § 2.6.

Приведенные примеры характерны для взаимодействия фотонов малых энергий ($E_\gamma \lesssim mc^2$) с нерелятивистскими электронами. В астрофизике высоких энергий эти процессы имеют второстепенное значение; гораздо больший интерес представляет так называемый *обратный комптон-эффект* — рассеяние электромагнитного излучения на ультрарелятивистских электронах. Внешние проявления

* Обычно *томсоновским рассеянием* называют рассеяние фотонов малых энергий, подчиняющееся законам классической электродинамики. *Комптон-эффектом* называют рассеяние фотонов больших энергий ($E_\gamma \gtrsim mc^2$), в котором проявляются квантовые эффекты.

обратного комптон-эффекта сильно отличаются от свойств прямого комптон-эффекта — рассеяния на покоящихся электронах*.

Если в прямом комптон-эффекте энергия фотона уменьшается в процессе рассеяния, то в обратном комптон-эффекте происходит резкое увеличение энергии фотона. Поэтому и появился термин *обратный комптон-эффект*: обмен энергией между фотоном и электроном в обратном комптон-эффекте происходит в обратном (по отношению к прямому комптон-эффекту) направлении.

Резкое увеличение энергии фотона в процессе рассеяния на ультрарелятивистских электронах послужило одной из причин повышенного интереса к обратному комптон-эффекту. Дело в том, что для объяснения нетеплового электромагнитного излучения с высокими энергиями фотонов (оптического, рентгеновского и γ -излучения) в рамках магнитотормозной гипотезы необходимо использовать электроны очень высоких энергий. Например, электроны, излучающие в оптическом диапазоне ($\epsilon_\gamma \sim 1$ эв), при движении в магнитном поле с напряженностью $H \sim 10^{-5}$ гс должны иметь энергию порядка 10^{12} эв [см. формулу (2.22)]. Электроны, излучающие в диапазоне γ -излучения ($\epsilon_\gamma \sim 100$ Мэв), должны иметь фантастически большую энергию — 10^{16} эв!

Генерация жесткого электромагнитного излучения в процессе обратного комптон-эффекта возможна при гораздо меньших энергиях электронов. Например, при обратном комптон-эффекте фотонов реликтового излучения, средняя энергия которых равна $6 \cdot 10^{-4}$ эв (см. § 1.4), на ультрарелятивистских электронах рассеянное излучение попадает в оптический диапазон при энергии электронов E_e порядка 10^8 эв, а в γ -диапазон — при $E_e \sim 10^{12}$ эв.

Обратный комптоновский механизм многократно использовался для интерпретации нетеплового электромагнитного излучения космических объектов в оптическом, рентгеновском и γ -диапазонах [60—70]. Рассеяние фотонов реликтового излучения на метagalактических ультрарелятивистских электронах положено в основу одной из наиболее распространенных гипотез о происхождении фонового рентгеновского излучения [71—80] (см. гл. 6).

Для астрофизики высоких энергий существенна еще одна особенность обратного комптон-эффекта — энергетические потери быстрых электронов, взаимодействующих с полем электромагнитного излучения. Плотность энергии излучения в космической среде относительно велика, и электроны высоких энергий, движущиеся в межзвездном пространстве, быстро тормозятся, передавая свою энергию полю излучения. Этот аспект обратного комптон-эффекта выдвинут на передний план в первых работах по рассеянию излучения на ультрарелятивистских электронах [81—83]. Указанные работы появились после проведения экспериментов, показавших, что

* Разумеется, различие внешних проявлений обусловлено только выбором различных систем отсчета.

космические лучи вблизи Земли в основном состоят из положительно заряженных частиц.

Обратный комптон-эффект оказывает существенное влияние на формирование энергетических спектров фотонов и электронов в источниках нетеплового космического излучения (см. гл. 4). Роль обратного комптон-эффекта в динамике источников возрастает с увеличением плотности энергии электромагнитного излучения в источнике. Чем компактнее источник, тем большую роль играет обратный комптон-эффект. Учет обратного комптоновского рассеяния собственного излучения приводит к важным ограничениям на модели компактных нетепловых источников — квазаров и ядер активных галактик (подробнее см. работы [84, 85]).

Теория прямого комптон-эффекта подробно изложена в многочисленных обзорах и монографиях [42, 86—90]. Обратный комптон-эффект подробно рассматривается в работах [1, 21, 91—97].

Прямой комптон-эффект. Рассмотрим классическую теорию рассеяния электромагнитного излучения на покоящихся электронах [25] (см. § 78). Если интенсивность падающей волны не слишком велика (скорость, приобретаемая электроном в поле волны, должна быть мала по сравнению со скоростью света), то можно пренебречь как влиянием магнитного поля волны, так и пространственной неоднородностью электрического поля E . В этом случае уравнение движения электрона в поле волны принимает вид

$$\ddot{\mathbf{r}} = (e/m) \mathbf{E}(t), \quad (2.38)$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор электрона.

Рассеянное излучение образуется при колебаниях электрона в поле падающей волны. Частота излучения в процессе рассеяния не изменяется. Интенсивность излучения, рассеянного электроном, представим в виде

$$dW/d\Omega = cr_0^2 \omega_r \chi_{ik} (\delta_{ik} - n_i n_k), \quad (2.39)$$

где

$$\delta_{ik} = \begin{pmatrix} 100 \\ 010 \\ 001 \end{pmatrix};$$

$$\chi_{ik} = \frac{\langle E_i E_k \rangle}{E^2} \quad (2.40)$$

тензор поляризации падающей волны [25] (см. § 50); ω_r — плотность энергии излучения в падающей волне и $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении рассеяния.

Дифференциальное сечение рассеяния определяется как отношение интенсивности рассеянной волны к интенсивности падающей:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(dW/d\Omega)}{c\omega_r} = r_0^2 \chi_{ik} (\delta_{ik} - n_i n_k). \quad (2.41)$$

Интегрируя дифференциальное сечение по углам рассеяния, определяем полное сечение рассеяния:

$$\sigma = \sigma_r = (8\pi/3)r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (2.42)$$

Полное сечение томсоновского рассеяния не зависит от поляризации падающей волны. Тензор поляризации неполяризованного излучения, распространяющегося вдоль оси z , запишем в виде

$$\begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.43)$$

В этом случае дифференциальное сечение томсоновского рассеяния равно

$$d\sigma/d\Omega = (r_0^2/2)(1 + \cos^2 \vartheta), \quad (2.44)$$

где ϑ — угол рассеяния.

Интересно отметить, что в процессе томсоновского рассеяния неполяризованное излучение может приобрести поляризацию. Это обстоятельство могло бы объяснить происхождение поляризации теплового рентгеновского излучения [98].

Квантовая теория комптон-эффекта. Классическую теорию рассеяния можно использовать до тех пор, пока энергия падающих фотонов мала по сравнению с энергией покоя электрона ($E_\gamma \ll mc^2 = 511 \text{ кэВ}$). При повышении энергии падающих фотонов в игру вступают квантовые эффекты. Во-первых, частота рассеянного излучения ω' становится меньше частоты падающего излучения ω (при рассеянии на покоящихся электронах!). Изменение частоты зависит от угла рассеяния:

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + (\hbar\omega/mc^2)(1 - \cos \vartheta)}. \quad (2.45)$$

Во-вторых, меняется как полное, так и дифференциальное сечение рассеяния [99, 100]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{r_0^2}{2} \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{\left[1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \vartheta)\right]^2} \times \\ & \times \left\{ 1 + \left(\frac{E_\gamma}{mc^2}\right)^2 \frac{(1 - \cos \vartheta)^2}{(1 + \cos^2 \vartheta) \left[1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \vartheta)\right]} \right\} \end{aligned} \quad (2.46)$$

дифференциальное сечение по углам рассеяния;

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE_\gamma'} = & \pi r_0^2 \frac{mc^2}{E_\gamma E_\gamma'} \left\{ 1 + \left(\frac{E_\gamma'}{E_\gamma}\right)^2 - \frac{2mc^2(mc^2 + E_\gamma)}{E_\gamma^3} + \right. \\ & \left. + \frac{(mc^2 + 2E_\gamma) E_\gamma' (mc^2)^2}{E_\gamma^3} + \frac{(mc^2)^3}{E_\gamma E_\gamma'} \right\} \end{aligned} \quad (2.47)$$

дифференциальное сечение по энергии рассеянного фотона;

$$\sigma_c(E_\gamma) = \pi r_0^2 \frac{mc^2}{E_\gamma} \left\{ \left[1 - \frac{2mc^2 (E_\gamma + mc^2)}{E_\gamma^2} \right] \times \right. \\ \left. \times \ln \left(1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2} \right) + \frac{1}{2} + \frac{4mc^2}{E_\gamma} - \frac{(mc^2)^2}{2(mc^2 + 2E_\gamma)^2} \right\} \quad (2.48)$$

полное сечение рассеяния.

Полное сечение комptonовского рассеяния падает при увеличении энергии фотона (рис. 16). При малых энергиях фотона сечение комтон-эффекта близко к том-соновскому:

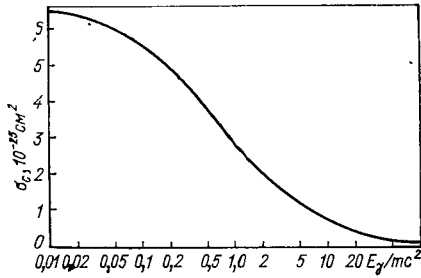


Рис. 16. Полное сечение комptonовского рассеяния.

$$\sigma_c(E_\gamma) \approx \sigma_T \left(1 - \frac{2E_\gamma}{mc^2} \right), \quad \left. \begin{array}{l} E_\gamma \ll mc^2; \end{array} \right\} \quad (2.49)$$

при больших энергиях сечение быстро уменьшается:

$$\sigma_c(E_\gamma) \approx \frac{3}{8} \sigma_T \frac{mc^2}{E_\gamma} \left(\ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} + \frac{1}{2} \right), \quad \left. \begin{array}{l} E_\gamma \gg mc^2. \end{array} \right\} \quad (2.50)$$

Средняя потеря энергии фотоном в процессе комptonовского рассеяния

$$\langle \Delta E_\gamma \rangle = \frac{\int_{E_\gamma}^{E_\gamma} dE'_\gamma \frac{d\sigma}{dE'_\gamma} (E_\gamma - E'_\gamma)}{\sigma_c(E_\gamma)} \quad (2.51)$$

при малых энергиях невелика:

$$\langle \Delta E_\gamma \rangle \approx E_\gamma^2 / mc^2; \quad E_\gamma \ll mc^2. \quad (2.52)$$

но при больших энергиях электрону передается большая часть начальной энергии фотона:

$$\frac{\langle \Delta E_\gamma \rangle}{E_\gamma} \approx 1 - \frac{4}{3} \frac{1}{\ln \frac{2E_\gamma}{mc^2}}, \quad (2.53)$$

$$E_\gamma \gg mc^2.$$

Обратный комптон-эффект. Рассмотрим теорию классического рассеяния электромагнитного излучения на ультрарелятивистских электронах*.

Основную особенность обратного комптон-эффекта — резкое увеличение частоты излучения в процессе рассеяния — легко объяснить, исходя из кинематики рассеяния. Предположим, что на электрон, движущийся со скоростью v , близкой к скорости света, действует импульс электрического поля. Продолжительность импульса равна Δt . Под действием поля электрон получает ускорение и излучает. Продолжительность импульса излучения $\Delta t'$, регистрируемая неподвижным наблюдателем, короче длительности импульса поля из-за доплеровского сокращения:

$$\Delta t' \sim \Delta t (1 - v/c). \quad (2.54)$$

Если перейти к частотам, получим соотношение

$$\omega' \sim (1/\Delta t') \sim \omega \Gamma_e^2 \gg \omega. \quad (2.55)$$

Рассчитаем основные характеристики обратного комптон-эффекта в рамках классической электродинамики. Энергетические потери электрона, движущегося со скоростью v в плоской волне с направлением распространения $\mathbf{n}$, равны

$$-\frac{dE_e}{dt} = c\sigma_T \omega_r \frac{(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c)^2}{1 - v^2/c^2}, \quad (2.56)$$

где ω_r — плотность энергии излучения в плоской волне. В поле изотропного излучения энергетические потери определяются усредненным по направлениям вектора $\mathbf{n}$ выражением (2.56)

$$-\frac{dE_e}{dt} = c\sigma_T \omega_r \frac{1 + v^2/3c^2}{1 - v^2/c^2}. \quad (2.57)$$

Для ультрарелятивистских электронов в изотропном поле излучения энергетические потери равны

$$-dE_e/dt = \frac{4}{3} c\sigma_T \omega_r \Gamma_e^2 = 1,0 \cdot 10^{-25} \omega_r E_e^2 \text{ эв/сек}. \quad (2.58)$$

Время жизни ультрарелятивистских электронов относительно энергетических потерь на обратный комптон-эффект быстро падает с увеличением энергии электрона:

$$t_c = \frac{E_e}{-dE_e/dt} = \frac{3(mc^2)^2}{4c\sigma_T \omega_r E_e} = \frac{1,0 \cdot 10^{25}}{\omega_r E_e} \text{ сек}. \quad (2.59)$$

Например, время жизни электронов с энергией порядка 100 Мэв относительно энергетических потерь на реликтовом излучении (с плотностью энергии, равной $0,25 \text{ эв/см}^3$, см. § 1.4) сравнимо с хаб-

* При очень высоких энергиях электронов квантовые поправки к классической теории обратного комптон-эффекта становятся существенными. Этот вопрос рассмотрен в § 2.5.

бловским возрастом Вселенной ($t_H \sim 1/H_0 \sim 10^{10}$ лет), в то время как электроны с энергией, большей 10 Гэв , теряют свою энергию за время, меньшее времени удержания космических лучей в магнитном поле Галактики ($t_{cr} \sim 10^7$ лет, см. также гл. 5).

Используя условие сохранения числа фотонов в процессе рассеяния, записываем соотношение между средними энергиями первичных и рассеянных фотонов:

$$\frac{\langle \varepsilon' \rangle}{\langle \varepsilon \rangle} = \frac{(-dE_e/dt)}{c\omega_r \sigma_T} \quad (2.60)$$

или

$$\langle \varepsilon' \rangle = 5,1 \cdot 10^{-12} \langle \varepsilon \rangle E_e^2 \text{ эв}. \quad (2.61)$$

Аналогия между свойствами синхротронного излучения и обратного комптон-эффекта очевидна [сравним соотношения (2.17) и (2.58); (2.22) и (2.61)]. Физическая причина этой аналогии проста: и синхротронное излучение, и рассеянное на быстрых электронах обратное комптоновское излучение генерируются при колебаниях ультрарелятивистских электронов во внешних электромагнитных полях. Формальная причина аналогии — это возможность трактовки синхротронного излучения как обратного комптон-эффекта виртуальных гирофотонов магнитного поля с частотой ω_L на ультрарелятивистских электронах [21].

Спектральное распределение интенсивности излучения ультрарелятивистского электрона, колеблющегося в поле электромагнитной волны, запишем в виде [25] (см. § 77)

$$\frac{dW}{d\nu} = \frac{3c\omega_r \sigma_T}{8\nu_r (1 - \cos \varphi)} [1 + (1 - x)^2] \text{ эрг/(сек} \cdot \text{гц)}, \quad (2.62)$$

где ν_r — частота волны; ω_r — плотность энергии в волне;

$$x = \frac{\nu}{\nu_0 \Gamma_e^2 (1 - \cos \varphi)} \quad (0 \leq x \leq 2); \quad (2.63)$$

φ — угол между вектором скорости электрона и направлением распространения первичной волны.

Спектр обратного комптоновского излучения электрона, движущегося в изотропном поле излучения, получим из выражения (2.62) усреднением по углам φ :

$$\frac{d\bar{W}}{d\nu} = \frac{3c\omega_r \sigma_T}{\nu_r} y \{1 + y - 2y^2 + 2y \ln y\}, \quad (2.64)$$

где

$$y = \nu/4\Gamma_e^2. \quad (2.65)$$

Дифференциальное сечение обратного комптон-эффекта по энергиям рассеянных фотонов

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{3\sigma_T}{E_{\gamma m}} \{1 + y - 2y^2 + 2y \ln y\}, \quad (2.66)$$

где $E_{\gamma m} = 4h\nu_r \Gamma_e^2$. Зависимость сечения от энергии фотона показана на рис. 17.

Теперь получим выражение для светимости единицы объема, заполненного ультрарелятивистскими электронами со степенным

ТАБЛИЦА 9

Зависимость коэффициентов $f(\gamma_e)$, $g(\gamma_e)$ и $m(\gamma_e)$ от показателя спектра γ_e

γ_e	$f(\gamma_e)$	$g(\gamma_e)$	$m(\gamma_e)$
1	0,50	2,4	0,56
2	0,53	3,7	2,6
3	0,67	6,5	6,4
4	0,94	12,3	12,7
5	1,40	24,8	22,0

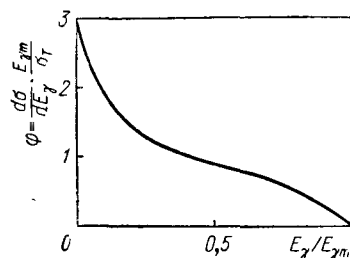


Рис. 17. Дифференциальное сечение обратного комптон-эффекта.

спектром (2.29), на которых рассеивается монохроматическое изотропное излучение с частотой ν_r и плотностью энергии ω_r :

$$j(\nu) = f(\gamma_e) \frac{\omega_r \sigma_T}{\nu_r} K_e \left[\frac{\nu (mc^2)^2}{\nu_r} \right]^{-(\gamma_e - 1)/2} = 1,06 \cdot 10^{-36} \frac{\omega_r}{\nu_r} K_e \left(\frac{6,7 \cdot 10^{-13} \nu}{\nu_r} \right)^{-(\gamma_e - 1)/2} f(\gamma_e) \text{ эрг/(см}^3 \cdot \text{стер} \cdot \text{гц} \cdot \text{сек)}, \quad (2.67)$$

где

$$f(\gamma_e) = \frac{3 \cdot 2^{\gamma_e} (\gamma_e^2 + 4\gamma_e + 11)}{(\gamma_e + 3)^2 (\gamma_e + 1) (\gamma_e + 5)}. \quad (2.68)$$

Численные значения коэффициента $f(\gamma_e)$ приведены в табл. 9. Следует отметить, что показатели спектров фотонов α и электронов γ_e связаны соотношением

$$\alpha = (\gamma_e - 1)/2, \quad (2.69)$$

общим для синхротронного и обратного комптоновского механизмов.

После открытия реликтового излучения процесс обратного комптоновского рассеяния на равновесном тепловом излучении с планковским спектром

$$j(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (2.70)$$

приобрел исключительно большое значение. Приведем только один пример. Радиоастрономические наблюдения протяженных радиогалактик (например, Центавра *A-NGC 5128*) указывают на существование огромных, в десятки раз больших, чем оптическая галактика, облаков релятивистских частиц, удерживаемых магнитными полями. Однако радиоастрономические наблюдения не позволяют определить ни величину напряженности магнитного поля в облаке, ни плотность энергии космических электронов высоких энергий. Но вследствие обратного комптон-эффекта на реликтовом излучении те же самые электроны будут излучать в рентгеновском диапазоне. Сравнивая интенсивность источника в радио- и рентгеновском диапазонах, можно определить величину напряженности магнитного поля в области генерации излучения ([101], см. также (2.73)).

Светимость единицы объема, заполненного электронами со steepным спектром (2.29) и равновесным тепловым излучением с температурой T , равна

$$j_c(\nu) = \frac{1}{\pi^3} (kT/\hbar c)^3 \sigma_T K_e g(\gamma_e) (mc^2)^{-(\gamma_e-1)} \times \\ \times (2\pi\hbar\nu/kT)^{-(\gamma_e-1)/2} = 8,9 \cdot 10^{-36} T^3 \times \\ \times K_e g(\gamma_e) (3,2 \cdot 10^{-23} \nu/T)^{-(\gamma_e-1)/2} \text{ эрг/(см}^3 \cdot \text{стер} \cdot \text{гц} \cdot \text{сек)}, \quad (2.71)$$

где

$$g(\gamma_e) = f(\gamma_e) \Gamma[(\gamma_e+5)/2] \zeta[(\gamma_e+5)/2] \quad (2.72)$$

и ζ — дзета-функция Римана. Численные значения коэффициента $h(\gamma_e)$ даны в табл. 9.

Отношение светимостей единицы объема, обусловленных синхротронным излучением в хаотическом магнитном поле H и обратным комптон-эффектом на равновесном тепловом излучении с температурой T , равно

$$\frac{j_c(\nu_c)}{j_s(\nu_s)} = 2,0 \cdot 10^{-3} m(\gamma_e) \frac{T^{(\gamma_e+5)/2}}{H^{(\gamma_e+1)/2}} \left(\frac{5 \cdot 10^3 \nu_s}{\nu_c} \right)^{(\gamma_e-1)/2}. \quad (2.73)$$

Значения коэффициента можно найти по формуле (см. табл. 9)

$$m(\gamma_e) = g(\gamma_e)/b(\gamma_e). \quad (2.74)$$

Отношение частот синхротронного и обратного комптоновского излучений не зависит от энергии электрона:

$$\frac{\langle \nu_c \rangle}{\langle \nu_s \rangle} = 2,0 \cdot 10^4 \frac{T}{H}. \quad (2.75)$$

При описании обратного комптон-эффекта классическую электродинамику можно использовать до тех пор, пока энергия излучаемого фотона мала по сравнению с начальной энергией электрона:

$$E_\nu(E_e) \ll E_e \quad (2.76)$$

или

$$E_e \ll E_t = (mc^2)^2 / \langle \epsilon \rangle = 2,6 \cdot 10^{11} / \langle \epsilon \rangle \text{ эв.} \quad (2.77)$$

Распространение электронов с энергиями, большими критической E_t , описывается квантовой теорией обратного комптон-эффекта (см. § 2.5).

§ 2.3.

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Введение. *Тормозное излучение* образуется при столкновениях электронов с заряженными частицами. Все процессы, происходящие в ионизованных газах, обязательно сопровождаются генерацией тормозного излучения. Поскольку большая часть вещества Вселенной находится в ионизованном состоянии, важная роль тормозного излучения как механизма генерации электромагнитных волн не вызывает сомнений.

Чаще всего тормозное излучение проявляется как тепловое излучение нагретой плазмы. Последнее наблюдается во всех диапазонах электромагнитных волн, начиная от радиодиапазона (тепловое из-

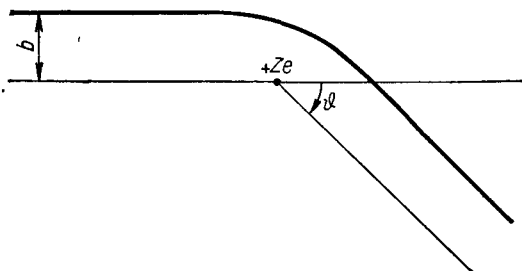


Рис. 18. Траектория электрона, сталкивающегося с ионом.

лучение солнечной короны, излучение областей III — облаков межзвездного ионизованного водорода) и кончая диапазоном рентгеновского излучения (мягкое рентгеновское излучение солнечных вспышек, излучение нагретого газа в остатках сверхновых звезд).

Классическая теория тормозного излучения. Приведем основные формулы теории тормозного излучения. Согласно классической теории, электрон, сталкивающийся с ионом заряда $+Ze$, движется по гиперболе, в фокусе которой находится ион (рис. 18). Движение электрона можно считать классическим до тех пор, пока минимальное расстояние сближения электрона с ионом

$$b_0 = 2Ze^2 / m\omega^2 \quad (2.78)$$

не станет сравнимым с дебройлевской длиной волны электрона

$$\lambda = \hbar/mv \quad (2.79)$$

или

$$E_e \ll 13,6Z^2 \text{ эв.} \quad (2.80)$$

Тормозное излучение электрона подчиняется законам классической электродинамики в том случае, если выполняется дополнительное условие:

$$h\nu \ll mv^2/2. \quad (2.81)$$

Классическое выражение для интенсивности тормозного излучения электрона (его вывод можно найти в монографиях [24] и [25])

$$\frac{dW}{d\nu} = \frac{32\pi}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{Ze^2}{m} \right)^2 \frac{n_i}{v} \ln \frac{0,18 m v^3}{Ze^2 \nu}, \quad (2.82)$$

где n_i — концентрация ионов в газе, справедливо в области малых частот ($\nu \ll E_e/h$) для небольших энергий электронов ($E_e \ll 13,6 Z^2 \text{ эв.}$).

Светимость единицы объема нагретого газа с температурой T и концентрацией электронов n_e связана с интенсивностью излучения соотношением

$$j(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty d\nu f(\nu) \frac{dW(\nu, \nu)}{d\nu} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}), \quad (2.83)$$

где

$$f(\nu) = 4\pi n_e v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (2.84)$$

максвелловская функция распределения электронов газа по скоростям. После интегрирования выражения (2.83) по скорости электрона ν получаем:

$$j(\nu) = \frac{16}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{Ze^2}{m} \right)^2 n_i n_e \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \ln \frac{(kT)^{3/2}}{Ze^2 \nu m^{1/2}}. \quad (2.85)$$

Квантовая теория тормозного излучения. При больших частотах излучения ($\nu \sim E_e/h$) и высоких энергиях электронов ($E_e \gtrsim 13,6 Z^2 \text{ эв.}$) становятся существенными квантовые поправки к классической теории. Учет квантовых поправок проводится с помощью факторов Гаунта $\sigma(\nu, \nu)$ и $\sigma(T, \nu)$ [102]:

$$\sigma(\nu, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{\frac{dW}{d\nu}}{\frac{32\pi}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{Ze^2}{m} \right)^2 \frac{n_i}{v}} \quad (2.86)$$

и

$$\sigma(T, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{j(\nu)}{\frac{16}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{Ze^2}{m}\right)^2 n_i n_e \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2}}. \quad (2.87)$$

Точное выражение для фактора Гаунта $\sigma(\nu, \nu)$ получено в работе [103]; подробные таблицы численных значений факторов Гаунта можно найти в работах [104—106].

При высоких энергиях электронов ($E_e \gg 13,6Z^2 \text{ эВ}$) для расчета интенсивности тормозного излучения электронов можно использовать так называемое борновское приближение [42, 107]. Для нерелятивистских электронов интенсивность тормозного излучения в борновском приближении

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\nu} &= h\nu n_i \nu \frac{d\sigma}{d\nu} = \\ &= \frac{32}{3} \pi \frac{e^2 c}{\nu} n_i Z^2 r_0^2 \ln \frac{(\sqrt{E_e} + \sqrt{E_e - h\nu})^2}{h\nu} (h\nu \leq E_e), \end{aligned} \quad (2.88)$$

где $d\sigma/d\nu$ — дифференциальное сечение тормозного излучения по частотам фотонов ν . В этом случае интегрирование по энергиям в выражении (2.83) можно провести аналитически, тогда

$$j(\nu) = \frac{16}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{Ze^2}{m}\right)^2 n_i n_e \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{2kT}\right) K_0\left(\frac{h\nu}{2kT}\right) \quad (2.89)$$

или

$$\sigma(T, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \exp\left(-\frac{h\nu}{2kT}\right) K_0\left(\frac{h\nu}{2kT}\right). \quad (2.90)$$

Здесь K_0 — функция Макдональда.

При высоких энергиях фотонов спектр тормозного излучения нагретого газа экспоненциально обрывается:

$$\begin{aligned} j(\nu) &= \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi m}{3kT}\right)^{1/2} n_i n_e \left(\frac{Ze^2}{m}\right)^2 \frac{e^2}{c^3} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) = \\ &= 5,4 \cdot 10^{-39} \frac{n_i n_e Z^2}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{4,8 \cdot 10^{-11} \nu}{T}\right) \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}). \end{aligned} \quad (2.91)$$

Скорость охлаждения единицы объема нагретой плазмы из-за тормозного излучения можно найти, интегрируя выражение (2.89) по энергиям фотонов:

$$-\frac{dw_T}{dt} = 1,58 \cdot 10^{-27} n_e n_i Z^2 T^{1/2} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек}), \quad (2.92)$$

где n — концентрации частиц, см^{-3} . Характерное время охлаждения нагретой плазмы

$$t = \frac{w_T}{(-dw_T/dt)} = 2,6 \cdot 10^{11} \frac{T^{1/2}}{n_e} \text{ сек}. \quad (2.93)$$

Тормозное излучение нетепловых электронов. Получим выражение для светимости единицы объема, заполненного нетепловыми электронами со степенным энергетическим спектром:

$$P(E_K) = K_e E_K^{-\gamma_e} \text{ электрон/}(см^3 \cdot сек \cdot стер \cdot эв), \quad (2.94)$$

где E_K — кинетическая энергия электрона. Перепишем это выражение так:

$$j(\nu) = \int_{h\nu}^{\infty} dE_K \frac{P(E_K)}{\nu} \frac{dW(E_K, \nu)}{d\nu}. \quad (2.95)$$

Интегрируя по энергиям электронов, получаем:

$$j(\nu) = \frac{8}{3} \cdot \frac{Z^2 r_0^2}{h} n_i m c^2 K_e C_1(\gamma_e) (h\nu)^{-\gamma_e}, \quad (2.96)$$

где

$$C_1(\gamma_e) = \int_1^{\infty} \frac{dx}{x^{\gamma_e+1}} \left\{ \ln x + 2 \ln \sqrt{1 - \frac{1}{x}} \right\}. \quad (2.97)$$

Численные значения коэффициента $C_1(\gamma_e)$ приведены в табл. 10. Показатели степенных спектров фотонов α и нерелятивистских электронов γ_e связаны соотношением

$$\alpha = \gamma_e. \quad (2.98)$$

Сечение тормозного излучения электронов с произвольной энергией приведено в работе [107]. Обзор теории и сводку формул можно найти в статье [108].

Используя выражение для дифференциального сечения тормозного излучения ультрарелятивистских электронов по энергиям фотонов

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE_\gamma} = & 4\alpha r_0^2 Z^2 \frac{1}{E_\gamma} \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \times \\ & \times \left[\ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} \frac{E_e - E_\gamma}{E_\gamma} - \frac{1}{2} \right] \left(\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \right), \end{aligned} \quad (2.99)$$

можно рассчитать светимость единицы объема, заполненного ультрарелятивистскими электронами со степенным спектром (2.29):

$$j(E_\gamma) = 4\alpha r_0^2 Z^2 n_i E_\gamma^{-(\gamma_e-1)} K_e \left\{ C_2(\gamma_e) \ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} + C_3(\gamma_e) \right\}, \quad (2.100)$$

где

$$C_2(\gamma_e) = 2(2\gamma_e^2 + 1)/3\gamma_e(\gamma_e^2 - 1) \quad (2.101)$$

и

$$C_3(\gamma_e) = \int_1^{\infty} \frac{dx}{x^{\gamma_e}} \left[1 - \frac{1}{x^2} - \frac{2}{3x} \right] \ln [x(x-1)]. \quad (2.102)$$

ТАБЛИЦА 10
Зависимость коэффициентов
 $C_1(\gamma_e)$, $C_2(\gamma_e)$ и $C_3(\gamma_e)$ от
показателя спектра γ_e

γ_e	$C_1(\gamma_e)$	$C_2(\gamma_e)$	$C_3(\gamma_e)$
2	0,27	1,00	0,78
2,5	0,20	0,58	—0,13
3	0,15	0,53	—0,39
4	0,10	0,37	—0,50

ТАБЛИЦА 11
Характеристики тормозного
излучения релятивистских
электронов

Вещество	Радационная длина, г/см ²	Критическая энергия, Мэв
Водород	58	340
Гелий	85	220
Железо	24	24
Свинец	5,8	6,9
Воздух	37	83

Численные значения коэффициентов $C_2(\gamma_e)$ и $C_3(\gamma_e)$ также приведены в табл. 10.

Подчеркнем, что тормозное излучение может быть поляризовано только в том случае, если угловое распределение электронов в излучающей области анизотропно [109, 110]. По-видимому, тормозное излучение пучков нетепловых электронов ответственно за генерацию поляризованного рентгеновского излучения солнечных вспышек [111, 112].

Энергетические потери ультрарелятивистских электронов на тормозное излучение приблизительно пропорциональны энергии электрона:

$$-\frac{dE_e}{dt} = 4cn_i \alpha_0^2 Z^2 \left(\ln \frac{2E_e}{mc^2} - \frac{1}{2} \right) E_e =$$

$$= 1,37 \cdot 10^{-16} n_i Z^2 E_e \left(\ln \frac{E_e}{mc^2} + 0,2 \right) \text{ эв/см}^3. \quad (2.103)$$

Здесь проявляется важное отличие от квадратического закона потерь энергии на магнитотормозное излучение и обратный комптон-эффект [см. формулы (2.17) и (2.58)].

Соотношение (2.103) описывает энергетические потери электронов в полностью ионизованном газе. В газе нейтральных атомов выражение для энергетических потерь несколько изменяется:

$$-dE_e/dt = cE_e/X_0. \quad (2.104)$$

Это небольшое изменение обусловлено влиянием экранирования поля иона атомными электронами. Величина X_0 называется *радиационной длиной* и обычно измеряется в граммах на квадратный сантиметр. Время пробега электрона в межзвездном газе с плотностью ρ

$$t_B = \frac{6,8 \cdot 10^7}{\rho / 10^{-24}} \text{ лет}. \quad (2.105)$$

В табл. 11 приведены численные значения ионизационных длин для различных веществ. Там же приведены значения критических энергий электрона $E_{кр}$, при которых сравниваются величины энергетических потерь на тормозное излучение и ионизационных потерь (см. также § 3.3).

РЕАБСОРБЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При анализе механизмов генерации космического электромагнитного излучения, проведенном в предыдущих разделах, мы не учитывали поглощения излучения в источниках. Поглощение фотонов, обусловленное взаимодействием с излучающими электронами, часто называют *реабсорбцией излучения* (в отличие от поглощения в веществе источника). Влияние этого процесса весьма существенно в компактных источниках космического нетеплового излучения, где концентрация излучающих электронов велика.

Реабсорбция излучения проявляется как в воздействии на форму спектра наблюдаемого излучения, так и в изменении формы спектра излучающих электронов. Здесь мы рассмотрим влияние реабсорбции на излучение.

Реабсорбция электромагнитного излучения обусловлена *индуцированным излучением и поглощением* фотонов. Напомним вкратце основные положения теории индуцированного излучения.

Излучение электрона в свободном от электромагнитных волн пространстве называется *спонтанным излучением*. Светимость единицы объема $j(\nu, \mathbf{n})$ определяется вероятностью спонтанного излучения в единицу времени:

$$j(\nu, \mathbf{n}) = \int d\mathbf{p} f(\mathbf{p}) \eta(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}) h\nu, \quad (2.106)$$

где $f(\mathbf{p})$ — функция распределения электронов по импульсам и $\eta(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n})$ — вероятность спонтанного излучения фотонов с частотой ν в направлении $\mathbf{n}$ электроном с импульсом $\mathbf{p}$ в единичном интервале частот в единицу телесного угла за единицу времени.

В присутствии электромагнитного излучения возможны еще два процесса взаимодействия электронов и фотонов: индуцированное излучение и поглощение фотонов электронами. Скорость этих процессов пропорциональна интенсивности электромагнитного излучения $I(\nu, \mathbf{n})$. В частности, вероятность индуцированного излучения электрона определяется выражением

$$\eta_s(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}) = \frac{c^2 I(\nu, \mathbf{n})}{2h\nu^3} \eta(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}). \quad (2.107)$$

Интенсивность излучения, распространяющегося в среде, заполненной электронами с функцией распределения $f(\mathbf{p})$, из-за индуцированного излучения возрастает по закону

$$dI(\nu, \mathbf{n}, x)/dx = \mu_s I(\nu, \mathbf{n}, x), \quad (2.108)$$

где

$$\mu_s = \int d\mathbf{p} f(\mathbf{p}) \frac{c^2}{2\nu^3} \eta(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}). \quad (2.109)$$

В то же время поглощение излучения приводит к ослаблению интенсивности:

$$dI(\nu, \mathbf{n})/dx = -\mu_A I(\nu, \mathbf{n}), \quad (2.110)$$

где

$$\mu_A = \int d\mathbf{p}' f(\mathbf{p}') \eta_A(\mathbf{p}', \nu, \mathbf{n}) \frac{2h\nu}{I(\nu, \mathbf{n})}. \quad (2.111)$$

Вероятность поглощения $\eta_A(\mathbf{p}', \nu, \mathbf{n})$ связана с вероятностью индуцированного излучения соотношением

$$\eta_s(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}) d\mathbf{p} = \eta_A(\mathbf{p}', \nu, \mathbf{n}) d\mathbf{p}', \quad (2.112)$$

где

$$\mathbf{p}' = \mathbf{p} - h\nu\mathbf{n}/c. \quad (2.113)$$

Коэффициент реабсорбции излучения определяется разностью коэффициентов поглощения (2.111) и индуцированного излучения (2.109):

$$\mu = \mu_A - \mu_s = \frac{c^2}{2\nu^2} \int d\mathbf{p} \eta(\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}) \{f(\mathbf{p}) - f(\mathbf{p}')\}. \quad (2.114)$$

Если коэффициент реабсорбции μ положителен, то при распространении излучения в среде его интенсивность уменьшается; если коэффициент реабсорбции отрицателен, то излучение усиливается (мазерный эффект).

Если функция распределения электронов по энергиям изотропна

$$f(\mathbf{p}) d\mathbf{p} = 4\pi p^2 dp f(p) \quad (2.115)$$

и средняя энергия излучаемых фотонов много меньше средней энергии электронов, то выражение (2.114) можно записать в простой форме:

$$\mu = \frac{4\pi c^2}{\nu^2} \int_0^\infty dp p^2 \eta(p, \nu, \mathbf{n}) \frac{dp}{dE} \frac{df(p)}{dp} h\nu. \quad (2.116)$$

С учетом полученных соотношений рассмотрим реабсорбцию различных типов излучения.

А. МАГНИТОТОРМОЗНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Положительная реабсорбция. Исходя из соотношения (2.116), можно получить выражение для коэффициента реабсорбции магнитотормозного излучения ультрарелятивистских электронов со степенным спектром (2.29) (см. также [113, 114]). В этом случае коэффи-

циент поглощения магнитотормозного излучения в однородном поле равен* [18]

$$\mu(\nu) = \frac{\sqrt{3}}{4} \Gamma\left(\frac{3\gamma_e + 2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma_e + 22}{12}\right) \frac{e^3}{2\pi m} \times \\ \times \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5}\right)^{\frac{\gamma_e}{2}} K_e (H \sin \eta)^{(\gamma_e + 2)/2} \nu^{-(\gamma_e + 4)/2}. \quad (2.117)$$

Усреднив по углу ϑ , получим коэффициент реабсорбции магнитотормозного излучения в хаотическом поле:

$$\bar{\mu}(\nu) = \frac{1,96 \cdot 10^{-2}}{\nu^2} g(\gamma_e) \left(\frac{1,26 \cdot 10^{19}}{\nu}\right)^{\frac{\gamma_e}{2}} K_e H^{\frac{\gamma_e + 2}{2}} \text{ см}^{-1}, \quad (2.118)$$

где

$$g(\gamma_e) = \frac{\sqrt{3\pi}}{8} \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma_e + 6}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma_e + 8}{4}\right)} \Gamma\left(\frac{3\gamma_e + 2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma_e + 22}{12}\right). \quad (2.119)$$

Численные значения коэффициента $g(\gamma_e)$ приведены в табл. 12 [18].

ТАБЛИЦА 12
Зависимость коэффициента $g(\gamma_e)$ от показателя
спектра γ_e

γ_e	1	2	3	4	5
$g(\gamma_e)$	0,69	0,47	0,40	0,44	0,46

Коэффициент реабсорбции магнитотормозного излучения быстро возрастает при уменьшении частоты излучения. На больших частотах

$$\nu \gg \nu_c = (1,26 \cdot 10^{19})^{\gamma_e/(\gamma_e + 4)} [1,96 \cdot 10^{-2} K_e R g(\gamma_e)]^{2/(\gamma_e + 4)} H^{(\gamma_e + 2)/(\gamma_e + 4)} \text{ эВ} \quad (2.120)$$

оптическая толщина источника с линейным размером R много меньше единицы. В этом случае реабсорбция не меняет степенного спектра источника. На малых частотах оптическая толща источника велика.

* Строго говоря, описание реабсорбции магнитотормозного излучения с помощью одного скалярного параметра — коэффициента реабсорбции μ — имеет смысл только для неполяризованного излучения. Если излучение поляризовано, то коэффициент реабсорбции — тензорная величина $\mu_{\alpha\beta\gamma\delta}$ (подробнее см. работу [18]).

Выходящее за пределы источника излучение образуется в тонком поверхностном слое толщиной

$$h \sim 1/\mu(\nu). \quad (2.121)$$

Поток излучения от источника на малых частотах

$$F_\nu = \frac{j(\nu)}{\mu(\nu)} = \\ = 0,65 \cdot 10^{-40} \frac{b(\gamma_e)}{g(\gamma_e) 2^{\frac{\gamma_e-1}{2}}} \frac{\nu^{5/2}}{H^{1/2}} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Гц)}. \quad (2.122)$$

Спектр излучения на малых частотах степенной, с показателем, равным $-5/2$.

Яркостная температура оптически толстого источника

$$T_b(\nu) \sim E_e(\nu)/k, \quad (2.123)$$

где

$$E_e(\nu) \sim mc^2 (2\pi\nu mc/eH)^{1/2} \quad (2.124)$$

энергия ультрарелятивистских электронов, излучающих с частотой ν .

Радиоастрономические наблюдения обнаруживают в спектре переменных внегалактических радиоисточников излом на частотах порядка $(10^9 - 10^{10})$ Гц, положение которого зависит от времени (см. § 4.2). Этот излом естественно объясняется реабсорбцией магнитотормозного излучения, поскольку быстропеременные источники должны быть весьма компактными*.

Зная частоту ν_c , при которой наблюдается излом в спектре, определим угловые размеры источника [116]:

$$\vartheta = 2,8 \cdot 10^{20} \nu_c^{-5/4} F(\nu_c)^{1/2} H^{1/4} \times \\ \times [(0,25 - 0,026 \alpha)(0,33 + \alpha)]^{-1/2}. \quad (2.125)$$

Отрицательная реабсорбция. Рассмотрим вопрос о возможности когерентной генерации магнитотормозного излучения. Реабсорбция магнитотормозного излучения накладывает ограничение на яркостную температуру источника [см. формулу (2.123)]. Между тем в пульсарах яркостная температура достигает громадных величин, вплоть до 10^{21} К. Таких температур нельзя достичь в обычных, некогерентных механизмах излучения (для этого энергия излучающих электронов должна была бы составлять 10^{17} эв). Поэтому внимание исследователей переключилось на когерентные механизмы излучения, в которых интенсивность излучения системы электронов мо-

* Радиус переменного источника излучения должен удовлетворять неравенству

$$R \leq ct, \quad (2.126)$$

где t — характерное время изменения светимости источника. Например, для переменного радиоисточника 3С 120 $t \sim 10^7$ сек [115], и поэтому размер излучающей области не должен превышать $3 \cdot 10^{17}$ см.

жет стать намного выше суммарной интенсивности спонтанного излучения отдельных электронов [117].

Когерентные механизмы излучения можно разбить на две группы. Прежде всего следует отметить когерентное излучение системы частиц, движущейся как единое целое. Размеры такой системы по порядку величины должны совпадать с длиной волны рассматриваемого излучения. Этот механизм когерентного излучения называется «антенным» [117]. Антенный механизм когерентного радиоизлучения неоднократно привлекался для объяснения излучения пульсаров [118—120]. В таком механизме основная трудность — это обоснование возможности появления и устойчивого существования токовых конфигураций с размерами порядка длины волны излучения.

Вторая группа механизмов когерентного излучения связана с различными неустойчивостями плазмы («мазерные» механизмы). Плазма считается неустойчивой, если хотя бы для одного из многочисленных типов плазменных волн коэффициент реабсорбции становится отрицательным. Когерентные механизмы, связанные с различными видами неустойчивости плазмы, весьма разнообразны (см. работы [24, 117, 121—123]).

Б. КОМПТОН-ЭФФЕКТ

Индукированные процессы проявляются в рассеянии электромагнитного излучения. В частности, интенсивность излучения, рассеянного в интервал частот $(\nu', \nu + d\nu')$ в элемент телесного угла $d\Omega'$ в направлении $\mathbf{n}'$, должна зависеть от интенсивности первичного излучения следующим образом:

$$\frac{dW}{d\nu' d\Omega'} = I(\nu, \mathbf{n}) \frac{d\sigma}{d\nu' d\Omega'} \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu'^3} I(\nu', \mathbf{n}') \right), \quad (2.127)$$

где $d\sigma/d\nu' d\Omega'$ — сечение спонтанного рассеяния.

Используя соотношение (2.127), можно построить теорию переноса излучения, обусловленного индуцированным рассеянием. Теория этого процесса исключительно сложна, поскольку кинетические уравнения переноса при учете индуцированного рассеяния становятся нелинейными.

Кинетика взаимодействия электронов и фотонов с учетом индуцированных процессов впервые рассматривалась в работе [124]. Некоторые астрофизические приложения теории, развитой в работе [124], даны в работах [125—128].

Индукированное комптоновское рассеяние можно считать одним из простейших проявлений плазменных процессов. Многие типы плазменных взаимодействий сводятся к рассеянию плазменных колебаний на релятивистских электронах [129]. Эти процессы могут ускорять релятивистские частицы и порождать наблюдаемое электромагнитное излучение в космических источниках. Подробное изложение этих вопросов, выходящих за рамки данной книги, можно найти в монографиях [129, 130].

Рассмотрим поглощение фотонов при электрон-ионных столкновениях. Этот процесс, обратный тормозному излучению, определяет поглощение низкочастотного радиоизлучения в ионизованном газе.

Коэффициент поглощения фотонов в термодинамически равновесном электронном газе с температурой T можно определить из соотношения

$$\mu(\nu) = \left(\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 \right) \frac{c^2}{2h\nu^3} j(\nu). \quad (2.128)$$

При малых частотах фотонов ($h\nu \ll kT$) коэффициент реабсорбции

$$\mu(\nu) = \frac{c^2}{2\nu^2} \cdot \frac{1}{kT} j(\nu). \quad (2.129)$$

Спектр фотонов, испускаемых оптически толстым облаком горячего газа, тепловой:

$$I(\nu) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT_b \quad (2.130)$$

с яркостной температурой T_b , равной температуре электронного газа T . Облако горячего газа становится оптически тонким при больших частотах

$$\nu \gg \nu_c, \quad (2.131)$$

где $\mu(\nu_c)L = 1$.

Яркостная температура оптически тонкого облака газа с линейными размерами порядка L равна

$$T_b = \frac{c^2 j(\nu) L}{2\nu^2} \leq T. \quad (2.132)$$

§ 2.5.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Взаимодействие частиц высокой энергии с космической средой подчиняется законам, необычным для физика, привыкшего к обстановке лабораторных экспериментов. Элементарные частицы, полученные на больших ускорителях, взаимодействуют с частицами плотного вещества мишеней, детекторов и защитных стенок. В космосе взаимодействие частиц высокой энергии с веществом нередко играет второстепенную роль, уступая первенство столкновениям с фотонами фонового электромагнитного излучения.

Взаимодействие частиц высокой энергии с полем электромагнитного излучения становится основным процессом торможения и поглощения частиц там, где концентрация фотонов поля излучения су-

щественно превышает концентрацию частиц газа*. Так, например, в межгалактическом пространстве концентрация частиц газа по порядку величины не превышает 10^{-5} см^{-3} (см. § 1.4). В то же время концентрация фотонов реликтового излучения, заполняющего всю Металлактику, равна

$$n_r \approx 20T_r^3 = 4,0 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3} \quad (2.133)$$

($T_r = 2,7^\circ \text{ К}$ — температура реликтового излучения). Взаимодействие с полем реликтового излучения — это основной процесс торможения электронов и протонов высоких энергий в межгалактическом пространстве (см. также § 3.2, § 4.4 и гл. 7). Кроме того, взаимодействие с полем электромагнитного излучения играет важную роль в динамике частиц высоких энергий в компактных источниках нетеплового излучения. Проявления взаимодействия быстрых частиц с полем излучения могут быть замечены даже в окрестности обычных звезд (в том числе и Солнца)**.

В § 2.2 рассмотрен один из возможных процессов взаимодействия быстрых частиц с полем излучения — обратный комптон-эффект на электронах с относительно малыми энергиями, при которых взаимодействие описывается законами классической электродинамики. В данном разделе рассмотрены процессы взаимодействия электронов и фотонов высоких энергий, для описания которых нужна квантовая электродинамика. Взаимодействия ядерных частиц высоких энергий с полем излучения рассмотрены в § 3.2.

Взаимодействия быстрых электронов (или фотонов) с полем излучения можно рассматривать как электрон-фотонные (или фотон-фотонные) столкновения. В этом случае поле излучения можно представить как совокупность фотонов с функцией распределения по импульсам $f(\mathbf{k})$. Тогда среднее число столкновений частицы с импульсом $\mathbf{p}$ с фотонами за промежуток времени Δt запишем в виде

$$\Delta N = \Delta t c \int d\mathbf{k} f(\mathbf{k}) \left(1 - c^2 \frac{p\mathbf{k}}{E\varepsilon} \right) \sigma(\mathbf{p}, \mathbf{k}), \quad (2.134)$$

где E и ε — энергии частицы и фотона соответственно; $\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{k})$ — полное сечение взаимодействия частицы с импульсом $\mathbf{p}$ с фотоном с импульсом $\mathbf{k}$.

Для проведения конкретных расчетов по формуле (2.134) надо перейти в систему отсчета, в которой известно сечение процесса взаимодействия. Чаще всего для этого используют систему покоя частицы, в которой сечение процесса взаимодействия задано как функция

* В лабораторных условиях подобная ситуация возникает при взаимодействии быстрых частиц с полем лазерного излучения. В работе [131] рассматривалась возможность использования обратного комптон-эффекта лазерного излучения на ультрарелятивистских электронах для получения пучков фотонов высоких энергий.

** Первые работы по изучению взаимодействия частиц высоких энергий с полем излучения посвящены именно столкновениям космических лучей с фотонами светового излучения Солнца [82, 132, 133].

энергии фотона ε^* . Энергия фотона в системе покоя частицы ε^* связана с энергией ε и импульсом фотона k в системе наблюдателя соотношением

$$\varepsilon^* = \Gamma \varepsilon (1 - \beta \cos \varphi), \quad (2.135)$$

где $\beta = v/c$ — отношение скорости частицы в системе наблюдателя к скорости света; φ — угол между векторами импульсов электрона p и фотона k в системе наблюдателя; Γ — лоренц-фактор частицы.

Системы отсчета, в которой фотон покоится, не существует. Поэтому сечение фотон-фотонного взаимодействия задают в системе центра инерции, в которой сумма импульсов взаимодействующих фотонов равна нулю. Переход от системы наблюдателя к системе центра инерции осуществляется с помощью соотношения

$$E_{\gamma c} = \sqrt{\frac{E_{\gamma} \varepsilon}{2} (1 - \cos \psi)}, \quad (2.136)$$

где $E_{\gamma c}$ — энергия фотонов в системе центра инерции; E_{γ} и ε — энергии фотонов в системе наблюдателя; ψ — угол между импульсами фотонов в системе наблюдателя.

Угол между вектором импульса фотона в системе покоя частицы и направлением движения частицы в системе центра наблюдателя

$$\varphi^* = \arctg \left[\frac{\sin \varphi}{\Gamma (\cos \varphi - \beta)} \right]. \quad (2.137)$$

В ультрарелятивистском пределе ($\Gamma \gg 1$) излучение, изотропное в системе наблюдателя, в системе покоя частицы сжимается в узкий пучок с угловой шириной

$$\bar{\vartheta} \sim 1/\Gamma. \quad (2.138)$$

Средняя энергия фотонов излучения, изотропного в системе наблюдателя, в системе покоя частицы увеличивается в Γ раз:

$$\langle \varepsilon^* \rangle = \Gamma \langle \varepsilon \rangle. \quad (2.139)$$

Функцию распределения фотонов изотропного излучения по импульсам представим в виде

$$f(k) dk = (1/2) f(\varepsilon) d\varepsilon d(\cos \varphi). \quad (2.140)$$

Используя это соотношение, перепишем выражение для среднего числа столкновений (2.134) в удобном для конкретных расчетов виде:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{c}{2} \int d\varepsilon d(\cos \varphi) f(\varepsilon) (1 - \beta \cos \varphi) \sigma [\varepsilon \Gamma (1 - \beta \cos \varphi)], \quad (2.141)$$

где полное сечение задано в системе покоя частицы, или

$$\frac{dN}{dt} = \frac{c}{2} \int d\varepsilon d(\cos \psi) f(\varepsilon) (1 - \cos \psi) \sigma \left[\sqrt{\frac{E_{\gamma} \varepsilon (1 - \cos \psi)}{2}} \right]. \quad (2.142)$$

Здесь полное сечение задано в системе центра инерции.

Если быстрая частица движется в поле равновесного теплового излучения с планковским спектром (2.70), то выражение (2.141) можно упростить, проводя интегрирование по энергиям фотонов равновесного излучения [134]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{kT}{2\Gamma^2 \pi^2 c^2 \hbar^3} \int_0^\infty d\varepsilon^* \varepsilon^* \sigma(\varepsilon^*) \ln \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{2kT}\right)}. \quad (2.143)$$

Выражение (2.142) после аналогичного преобразования принимает вид

$$\frac{dN}{dt} = \frac{4kT}{E_\gamma^2 \pi^2 c^2 \hbar^3} \int_0^\infty d\varepsilon^* \varepsilon^{*3} \sigma(\varepsilon^*) \cdot \ln \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon^{*2}}{E_\gamma kT}\right)}. \quad (2.144)$$

Исходя из полученных соотношений (2.141)—(2.144), можно вывести выражения для различных характеристик взаимодействия быстрых частиц с полем электромагнитного излучения. В частности, выражение для средних энергетических потерь частицы в единицу времени имеет вид

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{kT}{2\Gamma^2 c^2 \hbar^3 \pi^2} \int_0^\infty d\varepsilon^* \varepsilon^* \sigma(\varepsilon^*) \Delta E(\varepsilon^*) \ln \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{2kT}\right)}, \quad (2.145)$$

где $\Delta E(\varepsilon^*)$ — средняя потеря энергии частицей в процессе взаимодействия, измеряемая в системе наблюдателя.

Энергетический спектр вторичных частиц, образующихся при взаимодействии быстрой частицы с полем излучения, запишем в виде

$$\frac{dW}{dE'} = \frac{kTE'}{2\Gamma^2 c^2 \hbar^3 \pi^2} \int_0^\infty d\varepsilon^* \varepsilon^* \frac{d\sigma(\varepsilon^*)}{dE'} \ln \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{2\Gamma kT}\right)}, \quad (2.146)$$

где $d\sigma(\varepsilon^*)/dE'$ — дифференциальное сечение процесса взаимодействия частиц с фотонами по энергиям образующихся вторичных частиц в системе наблюдателя.

Перейдем к конкретным процессам взаимодействия электронов и фотонов высоких энергий с полем электромагнитного излучения.

А. ОБРАТНЫЙ КОМПТОН-ЭФФЕКТ

Приведем основные формулы для обратного комптон-эффекта электронов высоких энергий [21, 134—138].

Среднее время жизни электронов относительно энергетических

потерь в обратном комптон-эффекте на равновесном тепловом излучении с температурой T

$$t_c = \frac{E_e}{(-dE_e/dt)} \quad (2.147)$$

определяется соотношением [134], которое при малых энергиях электронов

$$E_e \ll (mc^2)^2/kT = 3 \cdot 10^{15}/T \text{ эв} \quad (2.148)$$

здесь T , $^{\circ}\text{K}$) совпадает с классической формулой (2.59). При высоких энергиях электронов

$$E_e \gg 3 \cdot 10^{15}/T \text{ эв} \quad (2.149)$$

их среднее время жизни равно

$$t_c = 3,2 \cdot 10^{-3} E_e/T^2 \text{ сек.} \quad (2.150)$$

Средняя потеря энергии электроном в процессе рассеяния определяется выражением

$$\langle \Delta E_e \rangle = \frac{(-dE_e/dt)}{dN/dt}. \quad (2.151)$$

При малых энергиях электронов средняя потеря мала по сравнению с начальной энергией электрона:

$$\langle \Delta E_e \rangle / E_e = 3,6 k T E_e / (mc^2)^2, \quad (2.152)$$

а при больших энергиях в одном акте взаимодействия теряется заметная часть энергии электрона:

$$\frac{\langle \Delta E_e \rangle}{E_e} = 1 - \frac{4}{3 \ln E_e k T / (mc^2)^2}. \quad (2.153)$$

Для электронов высоких энергий из-за больших флуктуаций в процессе энергетических потерь при описании распространения электронов в поле электромагнитного излучения приходится использовать сложные кинетические уравнения [21, 139]. Учет фотон-фотонных взаимодействий еще сильнее осложняет картину процесса [140—143] (см. § 4.4).

Б. ФОТОН-ФОТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Эти взаимодействия:

$$\gamma + \gamma \rightarrow \gamma' + \gamma'' \quad (\gamma\gamma); \quad (2.154)$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (\gamma e); \quad (2.155)$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (\gamma\mu), \quad (2.156)$$

являются основными процессами, приводящими к поглощению фотонов высоких энергий в окрестностях компактных источников нетеплового излучения и в межгалактическом пространстве.

Рассмотрим основные свойства фотон-фотонных взаимодействий. В области малых энергий фотонов

$$E_{\gamma} \ll (mc^2)^2 / \langle \epsilon \rangle, \quad (2.157)$$

где $\langle \epsilon \rangle$ — средняя энергия фотонов фонового излучения, возможно только фотон-фотонное рассеяние (2.154). Однако сечение этого процесса очень мало [107]:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 3,2 \cdot 10^{-6} \sigma_T (E_{\gamma c} / mc^2)^6 \quad (2.158)$$

и значение фотон-фотонного рассеяния в астрофизике высоких энергий невелико.

При высоких энергиях фотонов

$$E_{\gamma} \gg (mc^2)^2 / \langle \epsilon \rangle = 2,6 \cdot 10^{11} / \langle \epsilon \rangle \text{ эв} \quad (2.159)$$

становится возможным рождение электрон-позитронных пар при фотон-фотонных столкновениях. Сечение этого процесса сравнимо с сечением комптон-эффекта [107]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma e} = \frac{3}{8} \sigma_T \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma c}} \right)^2 & \left\{ \left[2 + 2 \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma c}} \right)^2 - \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma c}} \right)^4 \right] \times \right. \\ & \times \ln \left(\frac{E_{\gamma c}}{mc^2} + \sqrt{\frac{E_{\gamma c}}{mc^2} - 1} \right) - \\ & \left. - \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma c}} \right)^2} \left[1 + \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma c}} \right)^2 \right] \right\} (E_{\gamma c} \geq mc^2). \end{aligned} \quad (2.160)$$

Поэтому время жизни фотонов высоких энергий по отношению к рождению электрон-позитронных пар должно быть сравнимо с временем жизни электронов по отношению к обратному комптон-эффекту (2.150).

Поглощение фотонов при взаимодействии с полем электромагнитного излучения рассматривалось в работах [132, 134, 144—148].

Согласно работе [147] время жизни фотонов, распространяющихся в поле равновесного теплового излучения с температурой T , представим в виде

$$t_{\gamma e} = \frac{\pi \hbar}{mc^2 \alpha^3} \left(\frac{mc^2}{kT} \right)^3 \eta \left(\frac{(mc^2)^2}{E_{\gamma} kT} \right) = \frac{1,57 \cdot 10^{10}}{T^3} \eta \left(\frac{3,0 \cdot 10^{15}}{E_{\gamma} T} \right) \text{ сек}, \quad (2.161)$$

где $\alpha = e^2 / \hbar c = 1/137$, а функция $\eta (m^2 c^4 / E_{\gamma} kT)$ асимптотически равна

$$\eta \left(\frac{(mc^2)^2}{E_{\gamma} kT} \right) = \left(\frac{4E_{\gamma} kT}{\pi (mc^2)^2} \right)^{1/2} \exp [(mc^2)^2 / E_{\gamma} kT] [E_{\gamma} \ll (mc^2)^2 / kT]; \quad (2.162)$$

$$\eta \left(\frac{(mc^2)^2}{E_{\gamma} kT} \right) = \left[\frac{\pi (mc^2)^2}{3E_{\gamma} kT} \ln \frac{0,117 E_{\gamma} kT}{(mc^2)^2} \right]^{-1} [E_{\gamma} \gg (mc^2)^2 / kT]. \quad (2.163)$$

Время жизни фотонов высоких энергий в поле равновесного излучения очень мало. Например, минимальное время жизни фотонов при распространении в поле реликтового излучения достигается при энергии $E_\gamma = 2 \cdot 10^{15}$ эв [146]. Оно равно 10^{12} сек, т. е. меньше времени свободного пролета фотона в диске Галактики!

Время жизни фотонов относительно рождения мюонных пар связано с временем жизни по отношению к рождению электрон-позитронных пар соотношением

$$t_{\gamma\mu}(E_\gamma) = (m_\mu/m)^2 t_{\gamma e}(E_\gamma m/m_\mu), \quad (2.164)$$

где m_μ — масса μ -мезона. Поскольку $(m_\mu/m)^2 \sim 10^4$, влиянием рождения мюонных пар на поглощение фотонов в поле электромагнитного излучения можно пренебречь.

На рис. 19 показана логарифмическая зависимость вероятности взаимодействия фотонов с равновесным тепловым излучением от величины

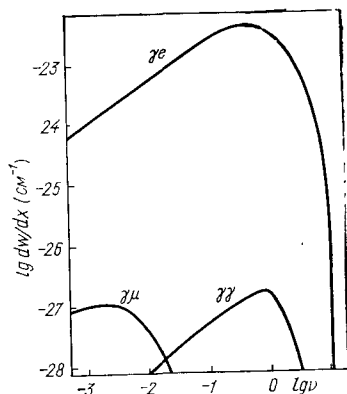


Рис. 19. Вероятность взаимодействия фотонов с равновесным тепловым излучением на единице длины пути [147].

$$\lg v = \lg \frac{(mc^2)^2}{E_\gamma kT}.$$

§ 2.6.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЖЕСТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОСМИЧЕСКИМ ГАЗОМ

Поглощение жесткого электромагнитного излучения в газе обусловлено *фотоэффектом, комптон-эффектом и рождением электрон-позитронных пар*.

Фотоэффект. При малых энергиях фотонов основной механизм поглощения — это фотоэффект (ионизация атомов и молекул газа под действием электромагнитного излучения).

Коэффициент поглощения длинноволнового рентгеновского излучения в межзвездном газе достаточно велик для того, чтобы вызвать заметное поглощение длинноволнового рентгеновского фотона при распространении в межзвездном пространстве. Сечение фотоэффекта быстро возрастает при уменьшении энергии фотонов, и поэтому энергетический спектр источников рентгеновского излучения будет обрезан со стороны малых энергий. Изучая форму энергетического спектра рентгеновских источников в области обрезания, можно по-

лучить сведения о составе и плотности межзвездного газа и расстоянии до источников [149—151].

Сечение ионизации атомарного водорода можно рассчитать аналитически [152]:

$$\sigma_{ph}(E_\gamma) = 3,12 \cdot 10^{-16} (E_\gamma/E_i)^{-4} \frac{\exp(-4 \arctg u)}{1 - \exp(-2\pi u)} \text{ см}^2, \quad (2.165)$$

$$u = \sqrt{\frac{E_i}{E_\gamma - E_i}}.$$

В астрофизике часто применяют приближенную формулу для сечения фотоэффекта [153]:

$$\sigma_{ph}(E_\gamma) = 6,3 \cdot 10^{-18} (E_i/E_\gamma)^3 \text{ см}^2, \quad (2.166)$$

где E_i — 13,6 эв — потенциал ионизации водорода.

Результаты приближенного расчета коэффициента поглощения рентгеновского излучения в межзвездном газе [154] можно аппроксимировать выражением

$$\mu = 4 \cdot 10^{-22} n_H (E_\gamma)^{-3/3} \text{ см}^{-1}, \quad (2.167)$$

где n_H — концентрация атомов водорода в межзвездном газе; E_γ — энергия фотонов, кэв. Из соотношения (2.167) следует, что обрезание спектра рентгеновских источников из-за поглощения в межзвездном газе очень резкое:

$$F(E_\gamma) = F_0(E_\gamma) \exp \times \{ -1,2 \langle n_H R \rangle (E_\gamma)^{-3/3} \}. \quad (2.168)$$

Здесь $F_0(E_\gamma)$ — энергетический спектр фотонов вблизи источника; $F(E_\gamma)$ — энергетический спектр фотонов вблизи Земли; R — расстояние до источника, выраженное в килопарсеках.

Детальный расчет коэффициента поглощения фотонов в межзвездном газе проведен в работе [155]. На рис. 20 приведена зависимость величины σE_γ^3 от энергии фотона, где σ — сечение поглощения фотонов в межзвездном газе в расчете на один атом водорода от энергии фотонов. На нем ясно видны ступеньки, соответствующие скачкам в сечении фотоэффекта наиболее распространенных в межзвездном газе элементов (C, N, O, Ne). Наблюдая спектр рентгеновских источников детектором с высоким энергетическим разрешением, можно определить состав межзвездного газа [156, 157].

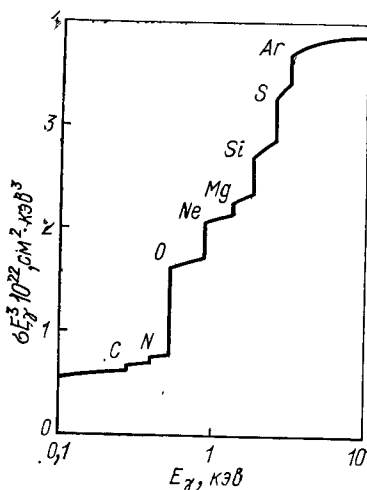


Рис. 20. Зависимость величины σE_γ^3 от энергии фотона.

При высоких энергиях сечение фотоэффекта быстро падает:

$$\sigma_{ph}(E_\gamma) = 3,3 \cdot 10^{-23} Z^5 E_\gamma^{-3,5} \text{ см}^2. \quad (2.169)$$

Комптон-эффект. Начиная с энергии

$$E_{\gamma_1} = 3,0 Z^{8/7} \text{ кэВ} \quad (2.170)$$

основной процесс взаимодействия фотонов с космическим газом — комптон-эффект (см. § 2.2).

Ослабление потока рентгеновского излучения от дискретных источников, обусловленное рассеянием фотонов на электронах газа, определяется соотношением

$$F(E_\gamma) = F_0(E_\gamma) \exp \{ -2,0 \cdot 10^{-3} \langle n_e R \rangle \} (E_\gamma \ll mc^2), \quad (2.171)$$

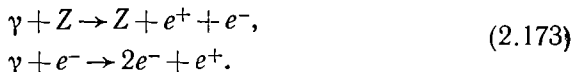
где n_e — концентрация электронов газа в 1 см^{-3} ; R — расстояние до источника, *кпс*. Отметим, что комптоновское рассеяние фотонов на межзвездном газе не сказывается на распространении рентгеновского излучения в Галактике. Оптическая толща межзвездного газа по отношению к комптоновскому рассеянию не превышает $\tau_m = 0,05^*$.

Коэффициент ослабления рентгеновского излучения при комптоновском рассеянии

$$\mu_c(E_\gamma) = n_e \sigma_c(E_\gamma) \quad (2.172)$$

при увеличении энергии фотонов уменьшается (см. § 2.2).

Рождение пар. При достаточно высоких энергиях фотонов ($E_\gamma \gtrsim 100 \text{ МэВ}$) основным процессом поглощения жесткого излучения становится рождение электрон-позитронных пар при столкновениях с частицами газа:



Коэффициент поглощения γ -излучения, обусловленный рождением пар, связан с радиационной длиной X_0 (см. § 2.3) соотношением

$$\mu_p(E_\gamma) = 4X_0/3\rho. \quad (2.174)$$

Величины энергий E_{γ_1} и E_{γ_2} , разделяющих сферы влияния фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар, приведены в табл. 13.

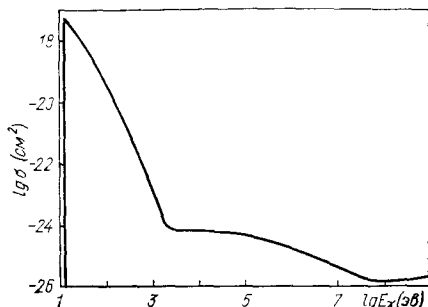


Рис. 21. Логарифмическая зависимость сечения взаимодействия фотонов с атомарным водородом от энергии фотона.

* Влияние комптоновского рассеяния в межгалактическом газе на распространение фонового рентгеновского излучения рассматривается в § 6.3.

ТАБЛИЦА 13

Граничные энергии областей влияния фотоэффекта, комптон-эффекта и рождения пар на поглощение фотонов в газе

Вещество	E_{γ_1} , кэв	E_{γ_2} , 10 Мэв
Водород	2,5	7,5
Гелий	6	5
Воздух	40	2,5
Межзвездный газ (70% H, 30% He)	3	7

На рис. 21 показана зависимость сечения взаимодействия жесткого электромагнитного излучения с атомами водорода от энергии фотона.

В § 3.2 рассматриваются (в несколько ином аспекте) фотоядерные взаимодействия фотонов — ядерный фотоэффект и фоторождение пионов. Вклад этих процессов в коэффициент поглощения фотонов в газе невелик. Для гелия максимальный вклад ядерного фотоэффекта в коэффициент поглощения не превышает 20%; вклад фоторождения пионов на порядок меньше.

§ 2.7.

АННИГИЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ *

Позитрон — античастица по отношению к электрону. Эти две частицы могут попарно аннигилировать, т. е. превращаться в кванты электромагнитного излучения:

$$e^+ + e^- \rightarrow n\gamma. \quad (2.175)$$

Законы сохранения энергии — импульса запрещают аннигиляцию электрона и позитрона, при которой образуется всего один фотон ($n \geq 2$).

Процесс аннигиляции электронов и позитронов играет важную роль в астрофизике высоких энергий. Регистрация фотонов, образующихся при аннигиляции вещества и антивещества, в настоящее время является единственным способом поиска антивещества в удаленных космических объектах.

Электрон и позитрон могут аннигилировать как в свободном состоянии, так и с образованием связанной системы — позитрония Ps.

* Аннигиляция протонов и антипротонов рассматривается в § 3.5.

Сечение аннигиляции свободных электрона и позитрона на два фотона рассчитано в работе [158]. В нерелятивистском пределе (скорость позитрона $v_+ \ll c$) оно равно

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{3}{8} \sigma_T \frac{c}{v_+}. \quad (2.176)$$

С увеличением энергии позитрона сечение аннигиляции уменьшается:

$$\sigma_{2\gamma} \approx \frac{3}{8} \sigma_T \frac{\ln 2\Gamma_+ - 1}{\Gamma_+}. \quad (2.177)$$

Сечение трехфотонной аннигиляции ($n = 3$) значительно меньше сечения аннигиляции с образованием двух фотонов [159]:

$$\frac{\sigma_{3\gamma}}{\sigma_{2\gamma}} = \frac{4(\pi^2 - 9)}{3\pi} \alpha = \frac{1}{372}, \quad (2.178)$$

и при свободной аннигиляции процессами с образованием трех и более фотонов можно пренебречь.

Основная доля позитронов аннигилирует, затормозившись до малых (тепловых) энергий. Это обусловлено малой величиной сечения аннигиляции по отношению к сечению упругого рассеяния, определяющего торможение позитронов в газе. При аннигиляции нерелятивистских позитронов энергия фотонов, образующихся при двухфотонной аннигиляции, близка к энергии покоя электрона:

$$E_\gamma \approx mc^2 = 511 \text{ кэв}. \quad (2.179)$$

Это обстоятельство позволяет выделить аннигиляционное излучение на фоне γ -излучения, обусловленного другими процессами.

При торможении позитронов до тепловых энергий часть позитронов захватывается электронами с образованием связанной системы позитрония P_s . Аннигиляция позитрония существенно отличается от свободной аннигиляции. Дело в том, что позитроний, находящийся в триплетном состоянии (с параллельными спинами электрона и позитрона), может распадаться лишь на нечетное число фотонов [160]. При трехфотонной аннигиляции образуются фотоны с непрерывным энергетическим спектром [159, 161]. Это обстоятельство приводит к уменьшению эффективности генерации линейчатого γ -излучения.

Линия двухфотонной аннигиляции имеет конечную ширину, обусловленную доплеровским смещением из-за движения позитрония. Характерная ширина линии

$$\Delta E_\gamma = \sqrt{mc^2 E_{P_s}} = 2 \text{ кэв}, \quad (2.180)$$

где $E_{P_s} = 6,8 \text{ эв}$ — энергия связи позитрония.

Список литературы

1. Ginzburg V. L. Elementary processes of cosmic ray astrophysics. In: Hautes energies en astrophysique. N. Y., Gordon and Breach, 1967.
2. Иваненко Д. Д., Померанчук И. Я. «Докл. АН СССР», 1944, 44, с. 343.
3. Арцимович Л. А., Померанчук И. Я. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1946, 16, с. 379.
4. Трубников Б. А. «Докл. АН СССР», 1958, 118, с. 913.
5. Drummond W. E., Rosenbluth M. Phys. Fluids, 1963, 6, p. 276.
6. Померанчук И. Я. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1939, 9, с. 919.
7. Владимирский В. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1948, 18, с. 392.
8. Прилуцкий О. Ф. «Письма ЖЭТФ», 1972, 16, с. 452.
9. Alfven H., Herlofson N. Phys. Rev., 1950, 78, p. 616.
10. Kiepenheuer K. O. Phys. Rev., 1950, 79, p. 738.
11. Гинзбург В. Л. «Докл. АН СССР», 1951, 76, с. 377.
12. Гетманцев Г. Г. «Докл. АН СССР», 1952, 83, с. 557.
13. Шкловский И. С. «Докл. АН СССР», 1953, 90, с. 983.
14. Гордон И. М. «Докл. АН СССР», 1954, 94, с. 813.
15. Вашакидзе М. А. «Астрон. циркуляр АН СССР», 1954, № 147.
16. Домбровский В. А. Докл. АН СССР», 1954, 94, с. 121.
17. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. «Успехи физ. наук», 1965, 87, с. 65.
18. Гинзбург В. Л., Сазонов В. Н., Сыроватский С. И. «Успехи физ. наук», 1968, 94, с. 63.
19. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
20. Шкловский И. С. Космическое радионизлучение. М., Гостехиздат, 1956.
21. Bluhmenthal G., Gould R. J. Rev. Mod. Phys., 1970, 42, p. 237.
22. Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1965, 3, p. 297.
23. Woltjer L. Bull. Astron. Neth., 1958, 14, p. 39.
24. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. Пер. с англ. М., «Мир», 1971, с. 216.
25. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Изд. 5. М., «Наука», 1967.
26. Shklovskii I. S. Astrophys. J. Lett., 1970, 159, p. L 77.
27. Melrose D. B. Astrophys. Space Sci., 1970, 8, p. 135.
28. O'Dell S. L., Sartori L. Astrophys. J. Lett., 1970, 161, p. L63.
29. O'Dell S. L., Sartori L. Astrophys. J. Lett., 1970, 162, p. L37.
30. Shott G. A. Electromagnetic radiation. Cambridge University Press, 1912.
31. Соколов А. А., Тернов И. М., Баргов В. Г. В сб.: Синхротронное излучение. М., «Наука», 1966.
32. Westfold K. C. Astrophys. J., 1959, 130, p. 241.
33. Трубников Б. А. В сб.: Физика плазмы и проблема управления термоядерной реакцией. Т. 3. М., Изд-во АН СССР, 1958, с. 104.
34. Oster L. Phys. Rev., 1960, 119, p. 1444.
35. Takakura T. Publ. Astron. Soc. Japan, 1960, 12, p. 352.
36. Kawabata K. Publ. Astron. Soc. Japan, 1964, 16, p. 30.
37. Legg M. P. C., Westfold K. C. Proc. Astron. Soc. Austral., 1967, 1, p. 27.
38. Hirshfield J. L., Baldwin D. E., Brown S. C. Phys. Fluids, 1961, 4, p. 198.
39. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. «Докл. АН СССР», 1948, 59, с. 1551.
40. Schwinger J. Phys. Rev., 1949, 75, p. 1212.
41. Гарибян Г. М., Гольдман И. И. «Изв. АН АрмССР», 1954, 7, с. 31.
42. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая механика. Ч. 1. М., «Наука», 1968.
43. Sturrock P. A. Astrophys. J., 1971, 164, p. 529.
44. Соколов А. А., Клепиков Н. П., Тернов И. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1952, 23, с. 632.
45. Клепиков Н. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1954, 26, с. 19.
46. Байер В. Н., Катков В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1967, 53, с. 1478.
47. Никишов В. А., Ритус В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1964, 46, с. 776.

48. Соколов А. А. и др. В сб.: Синхротронное излучение. М., «Наука», 1966.
49. Erber T. Rev. Mod. Phys., 1966, 38, p. 626.
50. Scheuer P. A. G., Williams P. J. S. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1968, 6, p. 321.
51. Bolton J. G. Astron. J., 1969, 74, p. 131.
52. Корчак А. А., Терлецкий Я. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1952, 22, с. 507.
53. Корчак А. А. «Астрон. ж.», 1957, 34, с. 365.
54. Сыроватский С. И. «Астрон. ж.», 1959, 36, с. 17.
55. Кокс А. Н. В сб.: Внутреннее строение звезд. Пер. с англ. М., «Мир», 1970, с. 101.
56. Neugebauer M. e. a. Astrophys. J., 1969, 155, p. 1.
57. Шакура Н. И. «Астрон. ж.», 1972, 49, с. 652.
58. Илларионов А. Ф., Сюняев Р. А. «Астрон. ж.», 1972, 49, с. 58.
59. Loh K., Garmire G. Astrophys. J., 1971, 166, p. 301.
60. Гинзбург В. Л., Озерной Л. М., Сыроватский С. И. «Докл. АН СССР», 1964, 154, с. 557.
61. Комберг Б. В., Чаругин В. М., «Астрон. ж.», 1968, 45, с. 928.
62. Takarada K. Progr. Theor. Phys., 1968, 40, 770.
63. Rieke G. H., Weekes T. C. Astrophys. J., 1969, 155, 429.
64. Simon M., Axford W. I. Astrophys. J., 1967, 150, p. 105.
65. Gould R. J. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, p. 577.
66. Sciama D. W., Rees M. J. Nature, 1967, 216, p. 147.
67. Rees M. J., 1967, 137, p. 429.
68. Лонгейр М. С., Сюняев Р. А. «Письма ЖЭТФ», 1969, 10, с. 56.
69. Longair M. S. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1970, 150, p. 155.
70. Webster A. S., Longair M. S. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1971, 151, p. 261.
71. Felten J. E., Rees M. Nature, 1969, 221, p. 924.
72. Felten J. E. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, p. 1003.
73. Bergamini R., Londrillo P., Setti G. Nuovo cimento, 1967, 52B, p. 495.
74. Felten J. E., Morrison P. Astrophys. J., 1966, 146, p. 686.
75. Розенталь И. Л., Шукалов И. Б. «Письма ЖЭТФ», 1969, 9, с. 312.
76. Гнедин Ю. Н., Долгинов А. З. «Письма ЖЭТФ», 1970, 12, с. 383.
77. Brecher K., Morrison P. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, p. 802.
78. Гнедин Ю. Н., Долгинов А. З. «Письма ЖЭТФ», 1970, 11, с. 534.
79. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Шукалов И. Б. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 832.
80. Felten J. E., Morrison P. Phys. Rev. Lett., 1963, 10, p. 453.
81. Follin J. W. Phys. Rev., 1947, 72, p. 743.
82. Feenberg E., Primakoff H. Phys. Rev., 1948, 73, p. 449.
83. Донаhue Т. М. Phys. Rev., 1951, 84, p. 972.
84. Гинзбург В. Л., Озерной Л. М., Сыроватский С. И. «Докл. АН СССР», 1964, 154, с. 557.
85. Woltjer L. Astrophys. J., 1966, 146, p. 597.
86. Бете Г., Ашкин Дж. В сб.: Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Серге. Пер. с англ. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
87. Nelms A. T. NBS Circular № 542, 1953.
88. Дэвиссон К. В сб.: Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Пер. с англ. М., Физматгиз, 1959, с. 3.
89. Комитон А., Аллисон С. Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент. Пер. с англ. М., Гостехиздат, 1941.
90. Курносова Л. В. «Успехи физ. наук», 1954, 52, с. 603.
91. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1964, 46, с. 1865.
92. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. «Успехи физ. наук», 1964, 84, с. 201.
93. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. «Успехи физ. наук», 1966, 88, с. 485.
94. Hayakawa S. e. a. Progr. Theor. Phys. Suppl., 1964, 30, p. 153.
95. Gould R. J., Burbidge G. R. Handbuch Phys., Bd. XLYI/2, Springer Verlag, Berlin, 1967, p. 265.
96. Jones F. C. Phys. Rev., 1965, 137, p. B1306.

97. Baylis W. E. e. a. *Zs. für Astrophys.*, 1967, **66**, p. 271.
98. Angel J. P. R. *Astrophys. J.*, 1969, **158**, p. 219.
99. Klein O., Nishina J. *Zs. für Phys.*, 1929, **52**, p. 853.
100. Tamm I. E. *Zs. für Phys.*, 1930, **62**, p. 545.
101. Шкловский И. С. «Астрон. циркуляр АН СССР», 1967, № 364.
102. Gaunt J. A. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1930, **A229**, p. 163.
103. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. Пер. с нем. М., Гостехиздат, 1956.
104. Greene J. *Astrophys. J.*, 1959, **130**, p. 693.
105. Karzas W. J., Latter R. *Astrophys. J. Suppl.*, 1961, **6**, p. 167.
106. Brussard P. J., Van de Hulst H. C. *Rev. Mod. Phys.*, 1962, **34**, p. 507.
107. Ахизер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., «Наука», 1969.
108. Koch H. W., Motz J. W. *Rev. Mod. Phys.*, 1961, **31**, p. 920.
109. Корчак А. А. «Докл. АН СССР», 1967, **173**, с. 291.
110. Elwert G. *Proc. IAU Symposium*, 1968, **35**, p. 444.
111. Tindo I. P. e. a. *Solar. Phys.*, 1970, **14**, p. 204.
112. Korchak A. A. *Solar Phys.*, 1971, **18**, p. 284.
113. Разин В. А. «Изв. вузов. Радиофизика», 1960, **3**, с. 584.
114. Le Roux E. *Ann. d'Astrophys.*, 1960, **24**, p. 71.
115. Pauliny-Toth I. I. K., Kellermann K. I. *Astrophys. J. Lett.*, 1968, **152**, p. L169.
116. Бербидж Дж., Бербидж М. Квазары. Пер. с англ. М., «Мир», 1968.
117. Гинзбург В. Л., Железняков В. В., Зайцев В. В. «Успехи физ. наук», 1969, **98**, с. 201.
118. Lerche I. *Astrophys. J.*, 1970, **159**, p. 229.
119. Lerche I. *Astrophys. J.*, 1970, **160**, p. 1003.
120. Racini F., Rees M. J. *Nature*, 1970, **226**, p. 619.
121. Железняков В. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1966, **51**, с. 570.
122. Железняков В. В. «Астрон. ж.», 1967, **44**, с. 42.
123. Heyvaerts M. J. *Ann. d'Astrophys.*, 1968, **31**, p. 129.
124. Компанеец А. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1956, **31**, с. 876.
125. Weymann R. *Phys. Fluids*, 1965, **8**, p. 2112.
126. Zeldovich Ja. B., Sunyaev R. A. *Astrophys. Space. Sci.*, 1970, **7**, p. 20.
127. Zeldovich Ja. B., Sunyaev R. A. *Astrophys. Space Sci.*, 1970, **11**, p. 66.
128. Сюняев Р. А. «Астрон. ж.», 1971, **48**, с. 244.
129. Каплан С. А., Цытович В. Н. Плазменная астрофизика. М., «Наука», 1972.
130. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. М., Атомиздат, 1971.
131. Арутюнян Ф. Р., Туманян В. А. «Успехи физ. наук», 1964, **84**, с. 3.
132. Breit G., Wheeler J. A. *Phys. Rev.*, 1934, **45**, p. 134 (A).
133. Зацепин Г. Т. «Докл. АН СССР», 1951, **80**, с. 577.
134. Березинский В. С. «Ядерная физика», 1970, **11**, с. 399.
135. Jones F. C. *Phys. Rev.*, 1968, **167**, p. 1159.
136. Bonometto S., Cazzola P., Saggion A. *Astron and Astrophys.*, 1970, **7**, p. 292.
137. Гольдман И. И., Хозе В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1969, **57**, с. 918.
138. Haug E. *Zs. Naturforsch.*, 1968, **23a**, p. 1295.
139. Blumenthal G. R. *Phys. Rev.*, 1971, **D3**, p. 2308.
140. Hayakawa S. *Progr. Theor. Phys.*, 1966, **37**, p. 594.
141. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, **33**, с. 1776.
142. Bonometto S. A. *Nuovo cimento*, 1970, **1**, p. 677.
143. Bonometto S. A., Lucchin F. *Nuovo cimento*, 1971, **2**, p. 1299.
144. Никишов А. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1961, **41**, с. 549.
145. Гольдрейх П., Моррисон Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1963, **45**, с. 344.
146. Jelley J. V. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **16**, p. 479.
147. Gould R. J., Schreder J. P. *Phys. Rev.*, 1967, **155**, p. 1404.
148. Gould R. J., Schreder J. P. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **16**, p. 252.
149. Gorenstein P. e. a. *Astrophys. J.*, 1970, **160**, p. 199.

150. Gorenstein P. e. a. *Astrophys. J.*, 1970, **160**, p. 947.
151. Fritz G., Meekins J. E., Chubb T. e. a. *Astrophys. J. Lett.*, 1971, **164**, p. 255.
152. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
153. Бете Г. Квантовая механика. Пер. с англ. М., «Мир», 1964.
154. Bell K. L., Kingston A. E. *Monthly Notizes Roy. Astron. Soc.*, 1967, **136**, p. 241.
155. Brown R. L., Gould R. J. *Phys. Rev.*, 1970, **D2**, p. 2252.
156. Felten J. E., Gould R. J. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **17**, p. 40.
157. Дорошкевич А. Г., Сюняев Р. А. «Астрон. ж.», 1969, **46**, с. 20.
158. Dirac P. A. M. *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1930, **26**, p. 361.
159. Ore A., Powell J. *Phys. Rev.*, 1949, **75**, p. 1696.
160. Померанчук И. Я. «Докл. АН СССР», 1947, **60**, с. 218.
161. Stecker F. W. *Cosmic Gamma-Rays*. Washington, NASA, 1971.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ АДРОНОВ

§ 3.1.

СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

Введение. В настоящее время в астрофизических исследованиях сильным взаимодействиям уделяют меньшее внимание, чем электромагнитным (исключением служит недавно вышедшая монография [1]).

Первопричина подобной ситуации в том, что в протяженных объектах (галактики, оболочки сверхновых и т. д.), которые до недавнего времени были основным предметом анализа среди нестационарных объектов, электроны, как правило, выделяют в виде излучения значительно больше энергии, чем адроны.

Другая причина связана с тем, что основной источник информации о сильных взаимодействиях — γ -кванты с энергией $E_\gamma \gtrsim 1 \text{ Мэв}$ — лежит в области, менее простой для измерений, чем диапазон более длинноволновых фотонов.

Рассмотрим более подробно сильные взаимодействия по следующим причинам. В компактных источниках длина свободного пробега адронов, возможно, меньше размеров источников. Поэтому в некоторых (нестационарных) ситуациях выделение энергии в процессах сильного взаимодействия может оказаться сравнимым и даже превысить энергию, выделяющуюся в электромагнитных взаимодействиях релятивистских электронов* (в особенности в диапазоне γ -квантов больших энергий).

Далее, в астрофизических наблюдениях все большее значение приобретают методы физики высоких энергий, позволяющие эффективно регистрировать γ -кванты. Существенно также, что сильные взаимодействия имеют характерные особенности, позволяющие определить важные параметры некоторых космических объектов.

Методы физики высоких энергий позволяют проверить уравнение состояния при плотностях $\rho \gtrsim 10^{14} - 10^{15} \text{ г/см}^3$ (см. ниже). Вероятно, это уникальная возможность в данном направлении.

* Об одной такой возможности применительно к квазарам и ядрам сейфертовских галактик см. работу [2].

Характеристики сильных взаимодействий. Взаимодействия двух адронов могут быть упругими и неупругими. Упругие взаимодействия, не изменяющие квантовых чисел сталкивающихся частиц и не приводящие к появлению новых частиц, играют важную роль в физике высоких энергий. Тем не менее они едва ли в обозримом будущем смогут играть заметную роль в астрофизике. Подобный пессимистический прогноз основан на том, что главными источниками информации в астрофизике являются фотоны, которые рождаются либо при неупругом взаимодействии, либо при распаде адронов. Поэтому мы сосредоточим внимание на неупругих процессах, и в первую очередь на вычислении спектра вторичных γ -квантов.

Основные характеристики неупругих процессов — это полное и дифференциальное сечения. Дифференциальное сечение $d\sigma_{h\pi}(E_h, E_\pi, \vartheta_\pi)$ определяется как сечение взаимодействия адрона с энергией E_h (h соответствует термину «hadron» — «тяжелый»), приводящее к появлению пиона с энергией в интервале $(E_\pi, E_\pi + dE_\pi)$ и углом вылета в интервале $(\vartheta_\pi, \vartheta_\pi + d\vartheta_\pi)$ безотносительно к характеристикам остальных частиц (например, K, λ, Σ и др.). Аналогично можно определить и дифференциальное сечение рождения других частиц: K -мезонов — $d\sigma_{h,K}(E_h, E_K, \vartheta_K)$; Λ -гиперонов — $d\sigma_{h,\Lambda}(E_h, E_\Lambda, \vartheta_\Lambda)$; нуклонов — $d\sigma_{h,N}(E_h, E_N, \vartheta_N)$ и т. д.

Полное сечение неупругих соударений

$$\sigma_h = \sum_i \frac{1}{\bar{N}_i} \int d\sigma_{hi}(E_h, E_i, \vartheta_i) \quad (3.1)$$

соответствует появлению хотя бы одной новой частицы; $\bar{N}_i$ — среднее число частиц i -го сорта.

Сечения измеряются в квадратных сантиметрах либо в барнах*. Иногда вместо σ_h используют пробег взаимодействия

$$\lambda_h = 1/\sigma_h n_A, \quad (3.2)$$

где n_A — концентрация ядер с атомным номером вещества, в котором распространяется адрон. Пробег взаимодействия выражают в сантиметрах или в граммах на квадратный сантиметр:

$$\lambda_h (g/cm^2) = \lambda_h (cm) \rho = AM/\sigma_h \quad (3.3)$$

($M = 1,67 \cdot 10^{-24}$ г — масса нуклона).

Несмотря на кажущуюся сложную структуру выражения (3.1), при вычислении полного сечения σ_h нет необходимости учитывать частицы всех сортов. Вследствие большой разницы сечений образования разных частиц обычно преобладает один или два типа вторичных частиц. Как правило, при столкновении адронов больших энергий основной тип вторичных частиц — пионы.

Сделаем еще одно замечание. Подходы к решению проблем сильных взаимодействий существенно отличны от используемых в задачах

* 1 барн = 10^{-24} см².

квантовой электродинамики. Сечения электромагнитных процессов вычисляются практически с любой требуемой степенью точности; теория же сильных взаимодействий опирается на модельные представления, т. е. вынуждена использовать гипотезы, лежащие вне основных постулатов теории поля. Поэтому вместо решения уравнений порой целесообразно опираться на эмпирические и полуэмпирические соотношения.

Полные сечения. Сечения σ_{NN} и σ_{NA} неупругих взаимодействий нуклонов с нуклонами и нуклонов с ядрами изучались в многочисленных работах, выполненных как с помощью ускорителей, так и в космических лучах. Сечение σ_{NN} обнаруживает с погрешностью до 10% постоянство в диапазоне энергий от 3 до 1000 Гэв; численное значение

$$\sigma_{NN} \sim 30 \text{ мбарн} \quad (3.4)$$

(см. работу [3], а также зависимость парциальных сечений от энергии [4, 5]. Согласно работе [6] сечение в области $E_N \sim 1000 \text{ Гэв}$ возрастает примерно на 10%.

Зависимость сечения σ_{NA} от атомного номера A с хорошей степенью точности можно представить в виде

$$\sigma_{NA} = \sigma_{NN} A^{2/3}, \quad (3.5)$$

если $6 < A < 100$, $3 < E_N < 60 \text{ Гэв}$, E_N — энергия нуклона. Например, $\sigma_{NC} \approx 250 \text{ мбарн}$ (тоже с 10%-ной погрешностью).

Пробеги взаимодействия равны соответственно

$$\lambda_{NN} \approx 60 \text{ г/см}^2, \quad \lambda_{NC} \approx 90 \text{ г/см}^2$$

при $A \geq 6$, $\lambda_{NA} \sim A^{1/3}$.

При столкновении ядер с атомным номером $A_1 > 1$ с ядрами, у которых $A_2 > 1$, сечение $\sigma_{A_1 A_2}$ можно аппроксимировать выражением [7]

$$\sigma_{A_1 A_2} = \pi R_{A_1 A_2}^2, \quad (3.6)$$

где

$$R_{A_1 A_2} = 1,45 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - 1,15) \text{ см.}$$

В частности, приближенно

$$\sigma_{A_1} \sim A_1^{2/3}. \quad (3.7)$$

Это соотношение следует из (3.3) и (3.5). Более точные значения сечений и пробегов столкновений ядер с нуклонами см. в работе [5].

Дифференциальные сечения. Здесь есть две проблемы, интересные для астрофизики. Первая связана с взаимодействием и прохождением тяжелых ($A > 1$) ядер, вторая — с оценками энергетических спектров вторичных частиц.

Проблема дезынтеграции или фрагментации ядер играет важную роль в теории происхождения космических лучей и подробно рассмотрена в монографии [5].

Остановимся более подробно на проблеме энергетических спектров вторичных частиц.

Некоторые теоретические соображения. Основная особенность сильных взаимодействий при больших энергиях — это множественность процессов, приводящих к появлению многих частиц в элементарном акте. Это в известном смысле новое явление, поскольку в электромагнитных взаимодействиях множественные процессы практически не играют роли. Последнее следует из выражения для вероятности $W(N)$ появления N частиц в одном акте. В рамках квантовой электродинамики

$$W_e(N) \sim \alpha^N, \quad (3.8)$$

где α — постоянная тонкой структуры. Следовательно, $W_e(N+1)/W_e(N) \sim \alpha$.

Совершенно иная ситуация наблюдается для сильных взаимодействий; здесь величина, характеризующая силу взаимодействия, $g^2/\hbar c \sim 1$, и поэтому $W_h(N+1)/W_h(N) \sim 1$; g — константа связи адронов с полем.

Расчеты характеристик множественных процессов содержат некоторые принципиальные трудности и далеки от своего завершения.

Можно сформулировать две точки зрения на множественные процессы. Первая базируется на основных принципах теории поля и допускает, что принципиальные основы квантовой электродинамики можно перенести на теорию сильных взаимодействий. Как известно, расчеты в квантовой электродинамике сводятся к вычислению диаграмм Фейнмана, алгоритм построения которых заложен в самой теории.

Существование множественных процессов нарушает такую самосогласованность. Приходится с самого начала делать допущение о выделенности тех или иных диаграмм.

Обычно рассматриваются диаграммы типа представленных на рис. 22. В пользу выделения подобных диаграмм можно привести некоторые соображения (отнюдь не доказательства), основное из них — наибольшая простота и симметрия. Однако топологическое строение диаграмм (см. рис. 22) недостаточно для их вычисления. Нужно заполнить его физическим содержанием: задаться типом частиц, которые рождаются в «узлах», $a, b, c, \dots$; сортом частиц, которыми обмениваются узлы; величиной взаимодействия частиц в конечном состоянии и т. д. Относительно всех этих сложных вопросов еще нет единого мнения. Наиболее определенные ответы на эти вопросы можно найти в «файербольной» модели [9]. По этой модели в узлах возникают массивные $M \gtrsim 2 \text{ Гэв}/c^2$ центры эмиссии, которые затем распадаются в соответствии с законами статистики (см. ниже). Очень важное допущение в рамках полевого подхода — это относительная слабость взаимодействия между некоторыми вторичными частицами (в файербольной модели — между файерболами).

Вероятно, такое допущение — большая идеализация. Нет оснований, присущих внутренней структуре теории, допускать, что

взаимодействие между адронами имеет насыщение при некотором числе вновь образованных частиц.

Все эти обстоятельства подводят к возникновению альтернативы диаграмм, представленных на рис. 22. Здесь существенно взаимодействие частиц в конечном состоянии. В предельном случае каждая из этих частиц взаимодействует со всеми остальными (рис. 23) и образуется единый сгусток. Такие диаграммы описать обычными полевыми методами невозможно.

Для описания такого сгустка предложена модель, основанная на использовании общих законов статистики и гидродинамики [10, 11]. Основная идея этой модели (которую обычно называют теорией

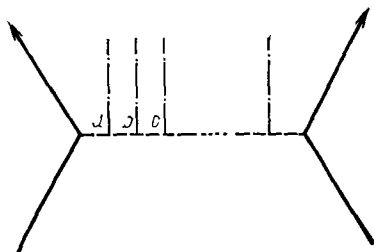


Рис. 22. Диаграмма, описывающая множественное рождение частиц с малым взаимодействием между частицами в конечном состоянии:

— нуклоны; — — — вторичные частицы; — — — связь между частицами.

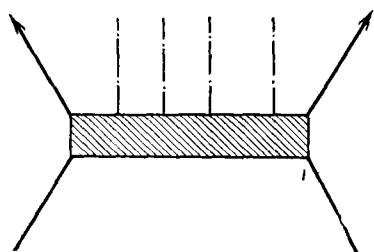


Рис. 23. Диаграмма, описывающая статистическую модель множественного рождения частиц. Вторичные частицы образуются при распаде составной системы.

Ферми—Ландау) заключается в установлении в момент столкновения статистического равновесия между вторичными частицами. Объем, в котором устанавливается статистическое равновесие, характеризуется радиусом действия ядерных сил, приблизительно равным $\hbar/m_\pi c \sim 10^{-13}$ см и релятивистским сжатием в направлении относительного движения.

Поскольку в момент столкновения взаимодействие не заканчивается, то система расширяется до тех пор, пока расстояние между вторичными частицами не станет приблизительно равным $\hbar/m_\pi c$, что соответствует температуре $T \sim m_\pi c^2$. Теория Ферми — Ландау позволяет в принципе рассчитать основные характеристики столкновений.

Надо подчеркнуть, что хотя принципиальные основы гидродинамического и квантовополевого направлений различны, количественные результаты обоих построений незначительно отличаются друг от друга*.

Остановимся далее на основных характеристиках множественных процессов, представляющих интерес для астрофизики.

* Отметим, что сейчас «общественное мнение» скорее склоняется к разрешению трудностей теории множественных процессов на пути развития квантовополевых моделей, однако обоснованное решение этого вопроса — дело будущего.

1. Зависимость средней множественности вторичных частиц, возникших в результате взаимодействия, от энергии E_N первичной частицы в лабораторной системе координат представлена на рис. 24. Заметим, что на рис. 24 представлено число заряженных вторичных частиц $\bar{N}_s$. Полное число вторичных частиц $\bar{N} = (3/2)\bar{N}_s$. Зависимость средней множественности от энергии первичной частицы нельзя аппроксимировать единой простой функцией во всем интервале

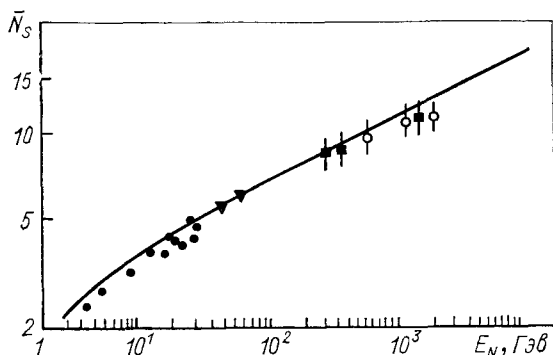


Рис. 24. Зависимость множественности N_s заряженных частиц от энергии E_N .

Сплошная кривая $\rightarrow$ расчет по статистически-гидродинамической теории [11]; точки — результаты эксперимента [10].

измерений. В области энергий $E_N \leq 10^{11}$ эв эту зависимость можно представить в виде степенного закона:

$$\bar{N} \sim E_N^{0,35-0,40}. \quad (3.9)$$

В области энергий $10^{11} \leq E_N \leq 10^{12}$ эв зависимость $\bar{N}(E_N)$ можно представить либо в форме логарифмической функции [$\sim \ln E_N$], либо слабой степенной функцией

$$\bar{N} \sim E_N^{0,25}. \quad (3.10)$$

2. Нуклоны и более тяжелые барионы уносят относительно большую энергию, примерно равную $0,5 E_N$ [4]. Из этого свойства сильных взаимодействий, а также из соотношения (3.3) сразу же следует формула для средних энергетических потерь нуклонной компоненты космических лучей:

$$dE_N/dx \sim 0,5 E_N/\lambda_N \quad (3.11)$$

(λ_N и x , г/см²).

3. Среди вторичных частиц основную долю (от 80 до 90%) составляют пионы.

4. Средний поперечный импульс $p_\perp$ вторичных частиц равен примерно 300 Мэв/с и практически не изменяется при увеличении

энергии первичной частицы E_N [4]. Распределение по поперечным импульсам приближенно описывается функцией Планка [12], что соответствует гидродинамической теории.

5. Из свойства (4) следует, что продольный и полный импульсы вторичных частиц возрастают с увеличением энергии первичной частицы. Остановимся более детально на энергетических спектрах вторичных частиц (для определенности будем говорить о спектрах пионов)*.

Интересная особенность энергетического спектра вторичных частиц — это возможность условного разбиения пионов на две группы. К первой относится большая часть пионов со сравнительно небольшими энергиями ($E_\pi \lesssim 1$ Гэв, этот диапазон энергий иногда называют *областью пионизации*). Другая часть состоит из небольшого числа пионов; однако их энергия велика ($E_\pi \approx 0,1 - 0,2 E_N$).

Импульсный спектр вторичных пионов в области пионизации для энергий $E_N < 70$ Гэв можно представить в экспоненциальной форме:

$$dN/du \sim \exp(-u/u_0) \quad (3.12)$$

($u = pc/E_N$; для энергии $E_N = 30$ Гэв $u_0 \approx 0,12$ [4]). В области более высоких энергий первичных частиц $E_N \sim 10^{12}$ эв вид функции dN/du изменяется, приближаясь к степенной форме:

$$dN/du \sim 1/u. \quad (3.13)$$

Однако в астрофизике высоких энергий наибольший интерес представляет поведение частиц максимальных энергий. Из экспериментальных данных следует, что доля энергии β , уносимая самым быстрым пионом, велика ($\beta \sim 0,15$) и практически постоянна в широком интервале энергии первичной частицы ($10^{10} < E_N \lesssim 10^{13}$ эв) [13]**. Постоянство уносимой доли энергии — частный случай теоретически предсказанного подобия спектров (скейлинга) [14].

Как известно, интенсивность космических лучей быстро уменьшается при увеличении энергии частиц. Нас будут интересовать спектры вторичных частиц, образующихся в процессе взаимодействия космических лучей с ядрами атомов межзвездной и межгалактической среды при распаде вторичных пионов. Вклад вторичных пионов в спектр быстро возрастает при увеличении отношения энергии пиона к энергии начальной частицы (например, для дифференциального спектра — пропорционально $\beta^{2,6}$, см. далее). Поэтому одна или небольшое число частиц в высокоэнергетическом «хвосте» спектра внесут больший вклад в интенсивность вторичных частиц, чем многочисленные пионы из области пионизации.

* Отметим, что свойства п. 1 и 3—5 хорошо описываются гидродинамической теорией, а свойства п. 2 и 4 — полевыми моделями.

** На рис. 25 представлено типичное экспериментальное распределение вторичных частиц по поперечным импульсам $p_\perp$ (гистограмма), а также расчетная кривая (сплошная).

Остановимся более подробно на распределении по $p_{\perp}$. Это распределение существенно по двум причинам: во-первых, оно инвариантно относительно преобразований Лоренца и, во-вторых, в рамках гидродинамической теории оно получено при минимальном числе весьма общих предположений, а именно справедливости законов статистики и предельного уравнения состояния:

$$\bar{p} = \varepsilon/3, \quad (3.14)$$

где $\bar{p}$ — давление, ε — плотность энергии.

Эти обстоятельства позволяют подойти «экспериментально» [13, 16] к одному из трудных вопросов теории релятивистского коллап-

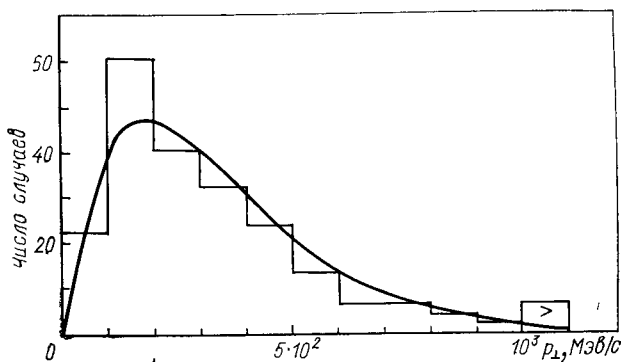


Рис. 25. Дифференциальное распределение поперечных импульсов вторичных пионов [5] (энергия первичной частицы E_N превышает 10^3 Гэв).

са — уравнению состояния вещества при сверхвысоких температурах и плотностях вещества [17, 18]. С этой целью нужно сопоставить теоретическое распределение по $p_{\perp}$ с экспериментальным. Подобная процедура по существу может служить проверкой справедливости уравнения состояния (3.14).

Отметим, что конечная температура разлета $T_K \sim m_{\pi}c^2 \approx 10^{12}$ К, начальная же температура T_0 еще выше и достигает в столкновениях, которые исследуются в настоящее время, значений $T_0 \sim (10^{13} — 10^{14})^\circ \text{К}$.

Плотность вещества в конце разлета ρ_K можно вычислить из условия, что в объеме порядка $(\hbar/m_{\pi}c)^3$ сосредоточена масса порядка $m_{\pi} \approx 10^{-25}$ г, это приводит к значению $\rho_K \sim 10^{14}$ г/см³. Начальная плотность ρ_0 зависит от энергии E_N сталкивающихся частиц.

Например, при $E_N \sim 10^{12}$ эв (типичная энергия исследования взаимодействий в космических лучах и достижимая сейчас на ускорителях) — $\rho_0 \approx 10^{16}$ г/см³.

Как видно из рис. 24, экспериментальное распределение по поперечным импульсам соответствует гидродинамической теории. Сле-

довательно, по крайней мере приближенно* уравнение состояния (3.14) соответствует действительности при $T \sim 10^{130}$ К и $\rho \sim 10^{16}$ г/см³.

Спектры пионов, образованных при взаимодействиях космических лучей. Известно, что спектры космических лучей хорошо аппроксимируются степенными функциями:

$$P_h(E_h) = a_h E_h^{-\gamma_h} \text{ частица/(см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эв)}, \quad (3.15)$$

где a_h, γ_h — константы; $\gamma_h \sim 2,6$. Пусть один из вторичных пионов уносит долю β энергии (не зависящую от E_N) первичной частицы E_N . Тогда обусловленный этим процессом поток пионов**

$$P_\pi(E_\pi) = a_h \beta^{(\gamma_h - 1)} E_\pi^{-\gamma_h}, \quad (3.16)$$

т. е. очень сильно зависит от параметра β . Например, вклад в суммарный спектр от пионов, уносящих половину энергии первичной частицы ($\beta = 0,5$) примерно в 15 раз больше, чем вклад пиона с $\beta = 0,1$. Таким образом, при формировании спектра пионов определяющую роль играют не многочисленные пионы, уносящие малую долю β энергии E_N , а небольшое число частиц (одна-две) с наибольшим β . Именно поэтому для рассматриваемого вопроса первостепенную важность приобретают свойства сильных взаимодействий, указанные выше (см. п.2—4).

Теория, а также эксперимент показывают, что один из пионов уносит при релятивистских энергиях долю $\beta \sim 0,2$ энергии первичной частицы. Именно этот энергичный пион в основном формирует энергетический спектр.

Используя это обстоятельство, вычислим спектр вторичных пионов [19]. Соотношение (3.16) справедливо вплоть до энергий $E \lesssim 2$ Гэв [3]. При этих энергиях сечение σ_h неупругих процессов быстро падает. Используя экспериментальные данные [3], можно предложить следующую эмпирическую зависимость полного сечения неупругих процессов при столкновениях двух нуклонов:

$$\sigma_{NN} = 40 E_K - 10 \text{ мбарн}, \quad E_K \lesssim 1 \text{ Гэв} \quad (3.17)$$

(E_K — кинетическая энергия частицы, Гэв). Коэффициент β остается приблизительно постоянным.

Энергетический спектр первичных космических лучей начинает существенно отклоняться от степенного закона в области энергий $E_h \lesssim 5$ Гэв (см. [8] и § 5.1). Но из-за влияния магнитных полей в Солнечной системе вид спектра космических лучей в галактическом или метагалактическом пространстве в области $E_h \lesssim 5 \div 10$ Гэв не

* В пределах точности измерения ρ_1 при высоких энергиях.

** Соотношение (3.16) позволяет элементарно подсчитать спектр космических мюонов; нужно только учесть кинематику распада пионов [см. также аналогичный вывод соотношений (3.31) и (3.32)].

ясен. Поэтому при рассмотрении пионов относительно малых энергий ($E_\pi \lesssim 10$ Гэв) нужно учитывать две предельные возможности: 1) энергетический спектр космических лучей вне Солнечной системы имеет вид (3.15) вплоть до малых энергий и 2) энергетический спектр вне Солнечной системы имеет тот же вид, что и измеренный вблизи верхней границы атмосферы.

На рис. 26 представлены спектры генерации пионов вне Солнечной системы в зависимости от способа экстраполяции спектра первичных космических лучей.

До сих пор мы пренебрегали разницей между $N-N$ столкновениями (которые составляют основную долю взаимодействий в межзвездном и, по-видимому, межгалактическом газе) и столкновениями нуклонов с более сложными ядрами. Между тем экспериментальный спектр пионов получен при измерениях в атмосфере, т. е. при столкновениях космических частиц с ядрами атомов воздуха, причем в спектре пионов может присутствовать вклад от столкновений сложных космических ядер с межзвездным (или межгалактическим) газом.

Вычислить точную разницу спектров в названных случаях трудно, поэтому ограничимся оценками.

Из теории Ферми — Ландау следует, что если происходит столкновение нуклона N с ядром A , то коэффициент β зависит от A очень слабо:

$$\beta \sim A^{0.2}. \quad (3.18)$$

Имеющиеся экспериментальные данные [5, 20] свидетельствуют скорее в пользу еще более медленной зависимости.

Соотношение (3.18) уменьшает интенсивность пионов в спектре генерации менее чем в два раза; пока нас интересует интенсивность по порядку величины, этот фактор не играет роли.

Замена водорода на азот или кислород (воздух) сказывается на форме спектра еще меньше.

Спектр фотонов. Основной источник информации в астрофизике — фотоны, поэтому наиболее существенно вычисление спектров фотонов в различных процессах. Примечательно, что спектр фотонов, обусловленных столкновениями адронов, имеет одно характерное общее свойство, независимо от предположений об энергетиче-

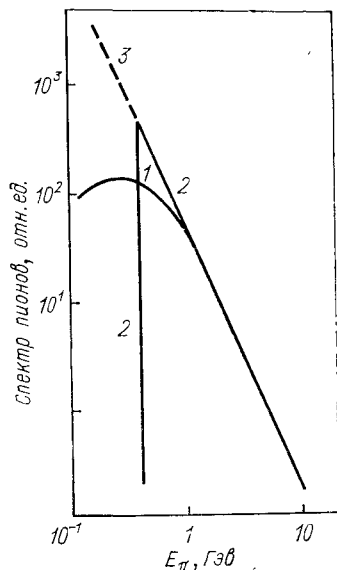


Рис. 26. Дифференциальный энергетический спектр нейтральных пионов:

1 — экспериментальный спектр пионов в земной атмосфере; 2 — спектр пионов, соответствующий спектру космических лучей $P(E_N) \sim E_N^{-2.7} \times \theta(E_N - 2 \text{ Гэв})$; 3 — спектр пионов, соответствующий спектру космических лучей вида $P(E_N) \sim E_N^{-2.7} \times \theta(E_N - 5m_\pi c^2)$. Кривые нормированы при значении $E_\pi = 10$ Гэв.

ском спектре космических лучей. Это свойство — наличие максимума в спектре при определенном E_γ — позволяет однозначно судить о происхождении γ -квантов. Указанное свойство давно [21] исследовано в физике элементарных частиц, а его значение для астрофизики отмечалось в работах [19, 22].

Последующие соображения базируются на допущении, что основным каналом возникновения γ -квантов с энергией, большей 10 Мэв, является реакция

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (3.19)$$

Это допущение оправдано, если γ -кванты подобных энергий не обусловлены электромагнитным взаимодействием электронов. Действительно, если спектр фотонов формируется при распаде адронов, то канал (3.19) является основным. Хотя можно привести примеры появления γ -квантов при распаде иных адронов, кроме π^0 -мезонов (например, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$), однако сечения подобных процессов более чем на порядок меньше сечения появления нейтральных пионов.

Реакция (3.19) имеет важное свойство — ее продукты (два фотона) — частицы с нулевой массой покоя.

Вначале рассмотрим случай, когда источники фотонов находятся достаточно близко для того, чтобы можно было пренебречь красным смещением ($z \ll 1$). Назовем систему координат, связанную с источником, Л-системой. Пусть спектр π^0 -мезонов в Л-системе имеет произвольную форму $P_\pi(E_\pi)$. Покажем, что спектр фотонов имеет максимум при $E_{\gamma m} = m_\pi c^2/2 \approx 70$ Мэв.

Рассмотрим вначале процесс распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ в системе координат, связанной с пионом (Ц-система). Из законов сохранения энергии импульса следует, что в этой системе импульсы обоих квантов равны по абсолютной величине и направлены в противоположные стороны. Это означает, что

$$E_\gamma^* = E_{\gamma m} \quad (3.20)$$

(величины со звездочкой относятся к Ц-системе).

Пусть в Л-системе энергия пионов равна E_π . Тогда в Л-системе наибольшую энергию $E_\gamma^{\text{макс}}$ имеют фотоны, которые движутся по направлению движения пиона, а наименьшую $E_\gamma^{\text{мин}}$ — те, которые летят в противоположном направлении. Из преобразований Лоренца следует, что

$$E_\gamma^{\text{макс}} = \frac{E_\pi}{2} \left(1 + \frac{v_\pi}{c} \right), \quad E_\gamma^{\text{мин}} = \frac{E_\pi}{2} \left(1 - \frac{v_\pi}{c} \right), \quad (3.21)$$

где v_π — скорость пиона в Л-системе. Чтобы убедиться в этом, вспомним формулу преобразования энергий при переходе от одной (Л) системы к другой (Ц).

Пусть в Ц-системе фотон с энергией E_γ^* движется под углом θ^* к вектору скорости пиона в Л-системе. Тогда при преобразованиях

Лоренца энергии фотонов изменяются согласно закону

$$E_\gamma = \Gamma_\pi E_{\gamma m} \left(1 + \frac{v_\pi}{c} \cos \theta^* \right) \quad (3.22)$$

(Γ_π — лоренц-фактор пиона), откуда немедленно следует (3.21).

Найдем теперь энергетическое распределение (в Л-системе) фотонов, образующихся при распаде π^0 -мезонов. Заметим, что в Ц-системе нет выделенного направления, поэтому здесь угловое распределение $\Phi(\theta^*)$ фотонов изотропно, т. е.

$$\Phi(\theta^*) d\theta^* = (1/2) \sin \theta^* d\theta^*. \quad (3.23)$$

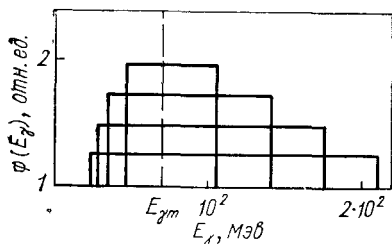


Рис. 27. Появление максимума в спектре фотонов, образующихся при распаде нейтральных пионов. Спектры $\Phi(E_\gamma)$ представлены прямоугольниками, ширина которых возрастает с увеличением E_π .

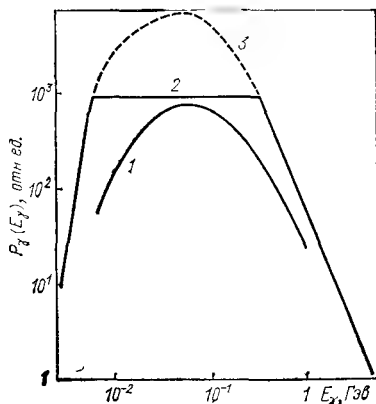


Рис. 28. Дифференциальный спектр фотонов, возникших при распаде нейтральных пионов с различными спектрами (см. рис. 26).

Для того чтобы вычислить энергетическое распределение $\Phi(E_\gamma)$ фотонов в Л-системе*, воспользуемся тем, что соотношение (3.22) устанавливает однозначную связь между углом θ^* и энергией E_γ : $\theta^* = \theta^*(E_\gamma)$. Тогда

$$\Phi(E_\gamma) = c/E_\pi v_\pi (E_\gamma^{\min} \leq E_\gamma \leq E_\gamma^{\max}). \quad (3.24)$$

Таким образом, спектр фотонов в интервале $(E_\gamma^{\min}, E_\gamma^{\max})$ не зависит от энергии.

Если имеется некоторое распределение пионов $P_\pi(E_\pi)$, то спектр образующихся фотонов можно представить суммой прямоугольников, в каждом из которых только одна энергия $E_{\gamma m} = m_\pi c^2/2$ будет представлена обязательно (рис. 27). Все прочие значения E_γ могут либо присутствовать, либо отсутствовать. Поэтому спектр фотонов при этом значении энергии имеет наибольшее значение.

На рис. 28 показаны спектры γ -квантов, вычисленные при различных способах экстраполяции спектра космических лучей. Хотя они и различаются при малых значениях E_γ , все они обладают дву-

Угловое распределение фотонов в Л-системе см. в работах [1,21].

мя общими свойствами: максимумом при $E_{\gamma m}$ и одним и тем же наклоном спектра при $E_{\gamma} \gg E_{\gamma m}$.

Для удобства вычислений кривую 3 (см. рис. 28) можно аппроксимировать выражением

$$P_{\gamma}(E_{\gamma}) \sim E_{\gamma}^{-2.7} \exp[-0.2/(0.01 + E_{\gamma})], \quad (3.25)$$

где E_{γ} — энергия в Гэв, которое с 10%-ной погрешностью представляет экспериментальный спектр в области $E_{\gamma} > 0.01$ Гэв.

Опираясь на соображения, аналогичные использованным при выводе соотношения (3.16), легко выразить интенсивность фотонов и электронов, возникших при π^0 - и $\pi^{\pm}$ -распадах, через интенсивность первичной (адронной) компоненты космических лучей (если E_e и $E_{\gamma} \gg m_{\pi}c^2$). Из изотопической инвариантности* сильных взаимодействий следует, что в среднем при больших энергиях в каждом акте взаимодействия

$$\langle N_{\pi^+} \rangle = \langle N_{\pi^-} \rangle = \langle N_{\pi^0} \rangle, \quad (3.26)$$

где $\langle N_{\pi^+} \rangle$, $\langle N_{\pi^-} \rangle$, $\langle N_{\pi^0} \rangle$ — среднее число π^+ -, π^- -, π^0 -мезонов соответственно**. Учтем, кроме того, что π^0 -мезон распадается на два γ -кванта, каждый из которых уносит энергию порядка $E_{\pi^0}/2$. В цепочке распадов

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu, \quad \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \nu \quad (3.27)$$

электрон уносит энергию около $E_{\pi^{\pm}}/4$. Поэтому

$$P_{\gamma}(E_{\gamma}) = (2/3) a_h (\beta/2)^{\gamma_h-1} E_{\gamma}^{-\gamma_h}, \quad (3.28)$$

$$P_e(E_e) = (2/3) a_h (\beta/4)^{\gamma_h-1} E_e^{-\gamma_h}. \quad (3.29)$$

Подчеркнем, что здесь идет речь о спектрах частиц, непосредственно образованных при распаде пионов или мюонов (а не в результате вторичных каскадных процессов), и притом в области высоких энергий.

На рис. 29 показан спектр γ -квантов, вычисленный на основе модельных представлений (наиболее быстрый пион возникает при распаде изобары, а все остальные — при распаде фэйрбола) [23].

Теперь рассмотрим случай, когда источник фотонов расположен на расстоянии $z \gg 1$. Используя соотношения (1.30) и (1.31) для зависимости частоты (или энергии) от красного смещения, получаем

$$E_{\gamma m}(z \neq 0) = E_{\gamma m}(z = 0)/(1+z) = m_{\pi}c^2/2(1+z). \quad (3.30)$$

Обнаружение в спектре внегалактического источника космического излучения максимума с энергией (3.30) свидетельствовало бы в поль-

* Независимости величины ядерных сил, действующих между двумя адронами, от величины их электрического заряда.

** Отсюда следует, что среднее число заряженных частиц

$$\bar{N}_s \approx 2/3 \bar{N}.$$

зу пионного механизма генерации фотонов и дало бы уникальную возможность определить расстояние до источника.

Действительно, любая цепь превращений элементарных частиц, которая вначале определяется сильным взаимодействием, будет неизбежно обуславливать в конечном счете доминирующую роль распада π^0 -мезонов в появлении фотонов значительных энергий.

Другой канал появления таких фотонов — это ускорение электронов и последующая генерация ими излучения. Однако в гл. 2 (см. также гл. 4) показано, что если спектр электронов в источниках имеет степенную форму, то в процессе движения электронов деформация спектра не приводит к появлению максимума. Следовательно, в этом случае спектр излучения также не будет иметь максимума. Максимум в спектре излучения возникает, например, при тепловом максвелловском распределении электронов по импульсам. Однако, во-первых, нелегко представить себе механизм нагрева плазмы в космических объектах до $kT \approx 5 \div 10 \text{ Мэв}$, $T \sim (10^{11})^\circ$. Во-вторых, спектр излучения в этом случае в виновской области спектра характеризуется экспоненциальным спадом, в то время как спектр γ -квантов, возникших при распаде π^0 -мезонов, за максимумом будет иметь степенную форму, отражающую спектр космических лучей.

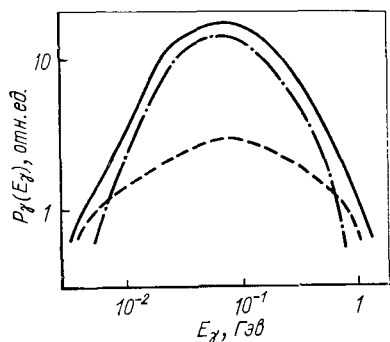


Рис. 29. Дифференциальный энергетический спектр фотонов, образующихся при взаимодействиях космических лучей с межзвездным газом.

Спектр рассчитан по модели изобара+факерболл. — — — вклад изобар; — — — вклад факерболла; — суммарный спектр.

§ 3.2.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ С ИЗЛУЧЕНИЕМ

Введение. В предыдущем разделе отмечалось, что электромагнитные взаимодействия адронов характеризуются постоянной тонкой структуры α , которая на два порядка меньше константы сильного взаимодействия $g^2/\hbar c \sim 1$. Поэтому электромагнитными взаимодействиями адронов с адронами всегда можно пренебречь по сравнению с сильными взаимодействиями. Тем не менее электромагнитные взаимодействия адронов играют определяющую роль в некоторых процессах астрофизики высоких энергий. В первую очередь это относится к взаимодействию адронов с электромагнитным излучением: взаимодействие адронов с веществом рассматривается в § 3.3.

В космических условиях концентрация фотонов нередко превышает концентрацию газовой компоненты. Например, в межгалакти-

тическом пространстве концентрация n_u газа не превышает по порядку величины 10^{-5} см^{-3} , в то время как плотность фотонов реликтового излучения с температурой $2,68^\circ \text{ К}$ (§ 1.4) равна

$$n_\gamma = 0,244 (kT/\hbar c)^3 = 3,85 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, \quad (3.31)$$

т. е. $n_\gamma/n_u \gtrsim 10^8$.

Аналогичная ситуация возникает в окрестностях компактных источников электромагнитного излучения (квазаров, пульсаров и т. п.) и даже вблизи обычных звезд (в том числе и Солнца). В подобных случаях малость сечения электромагнитного взаимодействия компенсируется большой плотностью фотонов, и взаимодействие частиц высокой энергии с окружающей средой в основном определяется столкновениями с фотонами электромагнитного излучения.

Рассмотрим основные процессы взаимодействия нуклонов и ядер высоких энергий с фотонами малых энергий (радиоинфракрасными и световыми). Нас интересуют энергетические потери частицы массы AM с энергией E_h , распространяющейся в поле излучения с функцией распределения фотонов по импульсам $f(\mathbf{k})$. Перечислим основные процессы взаимодействия адронов с электромагнитным излучением:

а) обратный комптон-эффект

$$A + \gamma \rightarrow A + \gamma'; \quad (3.32)$$

б) рождение электрон-позитронных пар

$$A + \gamma \rightarrow A + e^+ + e^-; \quad (3.33)$$

в) фоторасщепление ядер (ядерный фотоэффект)

$$A + \gamma \rightarrow A + kN; \quad (3.34)$$

г) фоторождение мезонов

$$A + \gamma \rightarrow A' + kN + \pi. \quad (3.35)$$

Прежде чем перейти к детальному рассмотрению этих процессов, сделаем несколько общих замечаний. В отличие от обратного комптон-эффекта, проявляющегося при любых энергиях адронов и протонов, все остальные процессы — пороговые. В собственной системе отсчета (системе покоя адрона; здесь Ц-система) пороговые энергии фотонов, соответственно равны:

$$E_1^* \sim 1 \text{ Мэв (рождение } e^+e^- \text{ пар)}, \quad (3.36a)$$

$$E_2^* \sim 10 \text{ Мэв (ядерный фотоэффект)}, \quad (3.36б)$$

$$E_3^* \sim 140 \text{ Мэв (фоторождение пионов)}. \quad (3.36в)$$

Процессы (3.32) — (3.35) мы рассматриваем в системе отсчета, связанной с интересующими нас объектами (Метагалактикой, Галактикой, квазарами и т. п.), которая здесь играет роль Л-системы (система наблюдателя). Как правило, энергии подавляющей части кос-

мических излучений в Л-системе малы по сравнению с пороговыми энергиями. Из свойств преобразований Лоренца следует, что энергия фотона в собственной системе отсчета может превысить пороговую энергию процесса E_t только в том случае, если энергия адрона в системе наблюдателя достаточно велика:

$$E_h / A M c^2 \gtrsim E_t / \langle \epsilon_r \rangle. \quad (3.37)$$

Следовательно, взаимодействие тяжелых частиц с фотонами фоновых излучений посредством процессов (3.32) — (3.35) играет определяющую роль при очень высоких энергиях.

Расчеты энергетических потерь частиц высоких энергий, взаимодействующих с полями излучения, базируются на дифференциальных сечениях процессов, заданных в собственной системе (Ц-система) и лоренцевских преобразованиях этих сечений к системе наблюдателя*. Для процесса (3.33) сечение в Ц-системе имеет точное теоретическое выражение [24—26]. Для электромагнитно-ядерных процессов (3.34), (3.35) используются эмпирические или полуэмпирические сечения.

Рассмотрим процессы (3.32) — (3.35) по порядку.

Обратный комптон-эффект. Для адронов практически всегда можно ограничиться классическим случаем томсоновского рассеяния (см. § 2.2). Энергия, при которой начинают сказываться квантовые поправки:

$$E_h \sim (A M c^2)^2 / \langle \epsilon_r \rangle = 9 \cdot 10^{17} A^2 / \langle \epsilon_r \rangle \text{ эв}. \quad (3.38)$$

Здесь $\langle \epsilon_r \rangle$ — средняя энергия излучения, через которое проходят адроны. При столь больших энергиях определяющую роль играют другие процессы взаимодействия адронов с излучением. Энергетические потери на обратный комптон-эффект в классическом случае определяются выражением (см. § 2.2)

$$\begin{aligned} -\frac{dE_h}{dx} &= \frac{4}{3} \omega_r \sigma_T \left(\frac{m}{A M} \right)^2 Z'^4 \left(\frac{E_h}{A M c^2} \right)^2 = \\ &= 3,0 \cdot 10^{-31} \frac{Z'^4}{A^4} E_h^2 \omega_r \text{ эв/см} \end{aligned} \quad (3.39)$$

(ω_r — плотность энергии излучения; Z' — заряд движущегося адрона). Следует отметить, что обратный комптон-эффект на адронах как механизм энергетических потерь весьма неэффективен (в отличие от обратного комптон-эффекта на электронах). Это обусловлено относительно большой инерцией тяжелых частиц.

* Кинематика взаимодействия ультрарелятивистских частиц с излучением рассматривалась в § 2.5.

Рождение e^+e^- - пар. Наиболее точный расчет энергетических пар на образование e^+e^- - пар приведен в работе [27]. Энергетические потери из-за процесса (3.33) на единице пути (в этом параграфе путь выражен в сантиметрах) запишем в следующей форме:

$$-\frac{dE_h}{dx} = 2 \frac{dE_-}{dx} = \frac{2}{c} \frac{d}{dt^*} (E_-^* - \beta p_-^* \cos \theta_-^*). \quad (3.40)$$

Здесь E_- — энергия, передаваемая электронам в Л-системе; E_-^* — энергия, передаваемая электронам в Ц-системе; p_-^* — импульс, передаваемый электронам в Ц-системе; θ_-^* — в Ц-системе между импульсом p^* и направлением движения фотона; t^* — время в Ц-системе; коэффициент 2 получен из предположения об эквивалентности в среднем электрона и позитрона, справедливого в борновском приближении и, следовательно, обычно хорошо выполняющегося.

Отметим, что сумма $(E_+^* + E_-^*)$ практически совпадает с энергией излучения ε_r^* . Распишем выражение (3.40) более детально:

$$\begin{aligned} -\frac{dE_h}{dt} = & -2 \int dk f(k) \frac{\varepsilon_r^* - mc^2}{mc^*} \int_{mc^*}^1 dE_-^* \int_{-1}^1 d \cos \theta_-^* \times \\ & \times (E_-^* - \beta p_-^* \cos \theta_-^*) \frac{d^2 \sigma_{\gamma e}}{dE_-^* d \cos \theta_-^*}. \end{aligned} \quad (3.41)$$

При выводе (3.41)* предполагалось, что в Ц-системе все фотоны летят в направлении, противоположном скорости частиц в Л-системе. Это справедливо при $\langle \varepsilon_r^* \rangle \ll mc^2$, что хорошо выполняется во всех интересных для нас случаях. Дифференциальное сечение процесса рождения пар $\frac{d^2 \sigma_{\gamma e}}{dE_-^* d \cos \theta_-^*}$ вычислено в работе [26].

Вся необходимая информация о процессе содержится в функции

$$\begin{aligned} B(\varepsilon_r^*, E_-^*) = & \frac{2\varepsilon_r^*}{\alpha r_0^2 Z^2 mc^2} \int_{-1}^1 d \cos \theta_-^* \times \\ & \times (E_-^* - \beta p_-^* \cos \theta_-^*) \frac{d^2 \sigma_{\gamma e}}{dE_-^* d \cos \theta_-^*}, \end{aligned} \quad (3.42)$$

вычисленной в конечном виде в работе [27]. Аналитическое выражение для функции слишком длинно для того, чтобы привести его здесь.

* Интегрируют по всему пространству импульсов k .

Энергетические потери можно выразить с помощью функции распределения фотонов по импульсам в системе наблюдателя (Л-системе) $f(k)$:

$$-\frac{dE_h}{dx} = \Gamma_h \int dk f(k) (1 - \beta \cos \theta) \frac{\alpha Z^2 r_0^2 mc^2}{2\epsilon_r^*} \int_{mc^2}^{\epsilon_r^* - mc^2} dE_- B(\epsilon_r^*, E_-) \quad (3.43)$$

(θ — угол между импульсом фотона и импульсом адрона).

Выражение (3.43) заметно упрощается для изотропного* распределения фотонов в Л-системе:

$$-\frac{dE_h}{dx} = \alpha r_0^2 Z^2 (mc^2)^2 \int_0^\infty d\xi N_\gamma \left(\frac{\xi mc^2}{2\Gamma_h} \right) \frac{\varphi(\xi)}{\xi^2}, \quad (3.44)$$

где $\xi = 2\Gamma_h \epsilon_r / mc^2$,

$$\varphi(\xi) = \int_2^\xi da \int_{mc^2}^{(a-1)mc^2} dE'_- B(a, E'_-);$$

$$a = \frac{\epsilon_r^*}{mc^2}. \quad (3.45)$$

При $\xi \rightarrow \infty$

$$\varphi(\xi) \rightarrow \xi [-86,07 + 50,95 \ln \xi - 14,45 (\ln \xi^2 - 2,67 (\ln \xi)^3)]. \quad (3.46)$$

Функция (3.45) рассчитана с помощью численного интегрирования в работе [27]. График функции приведен на рис. 30.

В приложениях важную роль играет взаимодействие быстрых частиц с равновесным излучением. Спектр равновесного излучения с температурой T имеет вид

$$N_\gamma(\epsilon_r) = \frac{\epsilon_r^2}{\pi^2 (\hbar c)^3 [\exp(\epsilon_r/kT) - 1]}. \quad (3.47)$$

* В этом разделе мы ограничиваемся расчетом энергетических потерь на изотропном распределении фотонов. Тем не менее следует сделать одно важное замечание относительно анизотропных распределений. Иногда возникает ситуация, в которой и частица, и фотоны, испущенные одним и тем же компактным источником, движутся почти в одном направлении. При этом энергетические потери частицы на столкновении с фотонами резко уменьшаются. Это происходит по двум причинам: во-первых, энергия фотонов в собственной системе не так велика, как в изотропном случае, и, во-вторых, плотность фотонов в собственной системе отсчета содержит малый множитель $1 - \beta \cos \theta$ [см. формулу (3.43)]. Уменьшение потерь в подобной ситуации необходимо учитывать при анализе движения энергетических частиц в компактных источниках [52, 53].

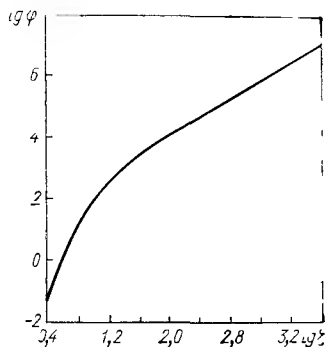


Рис. 30. График функции $\varphi(\xi)$.

Выражение для энергетических потерь адрона при прохождении через равновесное излучение с температурой T запишем в виде

$$-\frac{dE_h}{dx} = \frac{\alpha r_0^2 Z^2 (mc^2 kT)^2}{\pi^2 (\hbar c)^3} f(v), \quad (3.48)$$

$$-dE_h/dx = 1,5 \cdot 10^{-11} Z^2 T^2 f(v) \text{ эв/см},$$

где

$$v = mc^2/2\Gamma_h kT, \quad (3.49)$$

$$f(v) = v^2 \int_2^\infty \frac{d\xi \varphi(\xi)}{\exp v\xi - 1}. \quad (3.50)$$

На рис. 31 приведен график функции

$$\frac{1}{Z^2 T^2} \cdot \frac{dE_h}{dx}.$$

Определим пробег частицы относительно рождения пар:

$$\lambda_p = \frac{E_h}{dE_h/dx}, \quad (3.51)$$

Зависимость пробега протона относительно рождения пар на реликтовом излучении показана на рис. 32. Из рисунка видно, что пробег

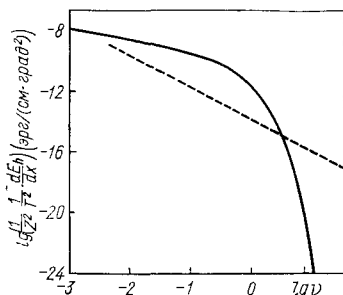


Рис. 31. Энергетические потери адронов на образование пар при взаимодействии с равновесным излучением [27]. Пунктирная линия — энергетические потери на обратный комптон-эффект.

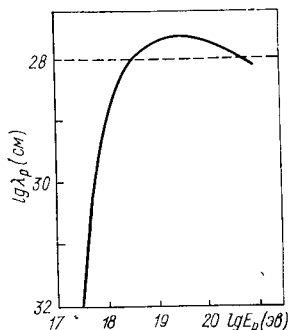


Рис. 32. Зависимость пробега протонов относительно рождения пар на реликтовом излучении от энергии [27]. Пунктирная линия — хаббловский радиус Вселенной.

относительно рождения пар сравнивается с фотометрическим радиусом Метагалактики c/H_0 при энергии протона, равной $3 \cdot 10^{18}$ эв.

На рисунке 31 приведена зависимость энергетических потерь адронов на обратный комптон-эффект:

$$-\frac{dE_h}{dx} = \frac{2\pi^3}{45} r_0^2 \frac{Z^4 (mc^2 kT)^3}{v^2 (\hbar c)^3}. \quad (3.52)$$

Видно, что при энергиях выше пороговой для рождения пар энергетические потери на рождение пар значительно [в $\alpha (M/m)^2 \sim 10^4$ раз] превышают потери на обратный комптон-эффект. Это связано с тем, что адроны — тяжелые частицы, и поэтому процессы, обусловленные инерциальными свойствами адронов (например, комптон-эффект), имеют в $(M/m)^2 \approx 10^6$ раз меньшее сечение, чем процессы, обусловленные инерциальными свойствами электронов (такие, как рождение электронных пар адронами). Аналогичная ситуация возникает и при рассмотрении излучения адронов в магнитном поле (§ 3.4).

Фотоядерные реакции. Обратный фотоядерный процесс впервые рассматривался при анализе коррелированных широких атмосферных ливней космических лучей [28, 29]*. Ситуация с расчетом характеристик этого процесса несколько усложняется — мы не имеем точных теоретических выражений для сечений фотоядерных реакций. Поэтому для расчетов приходится использовать или полуэмпирические оценки [29—32], или измеренные сечения [33].

Качественная картина расщепления ядер под действием γ -излучения в собственной системе такова. Ядерный фотозффект — пороговый процесс, он происходит только тогда, когда энергия падающего фотона превысит энергию связи нуклонов или α -частиц в ядре — величину порядка 10 Мэв. Характерная особенность всех фотоядерных реакций — это так называемый *гигантский резонанс* [34—36]: сечение реакции имеет широкий максимум в области энергий около 20 Мэв, ширина максимума составляет несколько мегаэлектронвольт. Как было показано в работах [37, 38], гигантский резонанс можно объяснить возбуждением дипольных колебаний всех протонов ядра относительно всех нейтронов.

Из-за того, что концентрация фотонов реликтового излучения велика, наиболее существенным для формирования спектров метагалактических космических лучей является взаимодействие частиц высоких энергий с высокоэнергичными фотонами виновской области ($h\nu \gg kT$) равновесного планковского спектра. Поскольку концентрация фотонов быстро уменьшается при увеличении энергии фотона, наибольший вклад в вероятность взаимодействия частицы с полем излучения вносят фотоны, энергия которых в системе покоя частицы близка к пороговой. Поэтому при расчете энергетических потерь, обусловленных фотоядерными реакциями, удобно использовать следующую аппроксимацию сечений ядерного фотозффекта:

$$\sigma_{\gamma h}(\varepsilon^*) = \sigma_0 (\varepsilon - \varepsilon_m), \quad (3.53)$$

где σ_0 и ε_m — константы, определенные из эксперимента. В табл. 14 приведена сводка численных значений σ_0 и ε_m , составленная по материалам статьи [39].

Для оценок можно использовать соотношения

$$\sigma_0 \sim 5 \text{ мбарн/Мэв}, \quad (3.54)$$

$$\varepsilon_m \sim 10 \text{ Мэв}. \quad (3.55)$$

* Фотоядерный процесс в астрофизике впервые рассмотрен в статье [30].

Проведем расчет энергетических потерь ядра на фотоядерные реакции. В данном случае нас интересует потеря энергии ядром в целом (а не потеря энергии в расчете на один нуклон). В собственной системе отсчета скорости образовавшихся при реакции частиц нерелятивистские, и поэтому для потери энергии начальным ядром справедливо следующее соотношение:

$$\Delta E_h/E_h = -\Delta A/A, \quad (3.56)$$

где ΔA — изменение массового числа ядра в процессе реакции. Соотношение (3.56) означает, что ядро теряет энергию только в результате отщепления нуклонов, а не из-за изменения скорости адронов в процессе реакции.

В дальнейшем мы предположим, что при фотоядерной реакции отщепляется один нуклон ($\Delta A = 1$).

В этом приближении энергетические потери ядра запишем в виде

$$-\frac{dE_h}{dx} = \frac{W_{\gamma h}}{cA} E_h \text{ эрг/см}, \quad (3.57)$$

где $W_{\gamma h}$ — вероятность фоторасщепления ядра в единицу времени

$$W_{\gamma h} = c\bar{\sigma}_0 \int dk f_{\gamma}(k) (1 - \beta \cos \theta) \times [\Gamma_h \varepsilon_r (1 - \beta \cos \theta) - \varepsilon_m]. \quad (3.58)$$

В изотропном случае имеем (при $\Gamma_h \gg 1$)

$$W_{\gamma h} = \frac{c\sigma_0}{2} \int_{\varepsilon_m/2\Gamma_h kT}^{\infty} \frac{df(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_{-1}^{1 - \varepsilon_m/\varepsilon\Gamma_h} d(\cos \theta) (1 - \cos \theta) \times \\ \times [\Gamma_h \varepsilon (1 - \cos \theta) - \varepsilon_m]. \quad (3.59)$$

Подставляя в (3.59) планковский спектр излучения (3.47), получаем следующее выражение [32]:

$$-\frac{1}{E_h} \frac{dE_h}{dx} = \frac{2(kT)^3 \sigma_0 \varepsilon_m}{\pi^2 (\hbar c)^3 A} \exp(-\varepsilon_m/2\Gamma_h kT). \quad (3.60)$$

На рис. 33 представлена зависимость энергетических потерь ядер на реликтовом излучении от энергии, рассчитанная с использованием экспериментально измеренного сечения фоторасщепления ^4He [33]. Фотоядерные процессы играют значительную роль при распространении космических лучей сверхвысоких энергий в Метагалактике (см. гл. 7). Однако и прямые фотоядерные реакции могут быть существенны в исследовании космических объектов. Так, в работе

[40] указано, что фотоядерные реакции накладывают ограничения на γ -излучение квазаров. Слишком большая интенсивность γ -квантов привела бы к изменению химического состава излучающих объектов квазаров.

Фоторождение пионов. При дальнейшем увеличении энергии, приходящейся на один нуклон ядра, в игру вступает процесс (3.35) — фоторождение пионов. Следует отметить, что этот процесс — наиболее эффективный механизм потери энергии протонов очень высоких энергий. Для ядер же и при более высоких энергиях основную роль продолжает играть ядерный фотоэффект. Дело в том, что фоторождение пиона сопровождается возбуждением ядра, заканчивающимся, как правило, вылетом одного или нескольких нуклонов. При этом ядро как целое теряет в системе наблюдателя намного большую энергию, чем та, которая передается образуемому пиону (в $\Delta A M / m_\pi$ раз, где ΔA — число образующихся нуклонов).

Энергетические потери протонов в результате фоторождения π -мезонов впервые рассматривались в работах [41, 42], появившихся вскоре после открытия реликтового излучения. В этих работах показано, что пробег протонов относительно потерь энергии на фоторождение пионов на реликтовом излучении значительно меньше размеров Метагалактики при энергии протонов порядка 10^{20} эв. Регистрация частиц столь высоких энергий [43, 44] поставила серьезные проблемы в теории происхождения первичного космического излучения столь высоких энергий. Этот вопрос подробно рассмотрен в гл. 7, здесь же мы ограничимся расчетом энергетических потерь протонов из-за процесса (3.35).

Многочисленные измерения на ускорителях [45—50] позволяют определить зависимость полного сечения фоторождения пионов от энергии фотона в собственной системе отсчета. Характерная особенность зависимости сечения от энергии — это заметный максимум при энергии фотона $\epsilon_* \approx 300 \div 400$ Мэв, соответствующий образованию нуклонной изобары N^* (1236) с массой 1236 Мэв.

Фоторождение пар — пороговый процесс, сечение его обращается в нуль при энергии фотона, равной

$$\epsilon_{rt}^* = m_\pi c^2 (1 + m_\pi / 2M), \quad \epsilon_{rt}^* = 145 \text{ Мэв.} \quad (3.61)$$

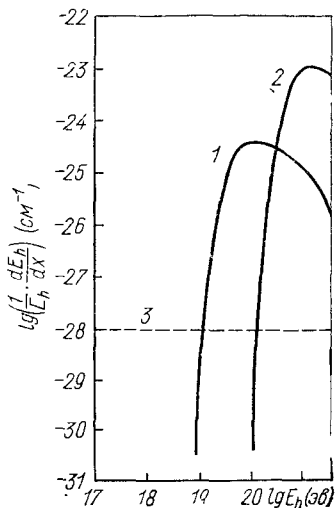


Рис. 33. Энергетические потери ядер на фотоядерные реакции с реликтовым излучением:
1 — энергетические потери ядра ${}^4\text{He}$;
2 — энергетические потери ядра ${}^{56}\text{Fe}$;
3 — энергетические потери на расширение Вселенной.

Вычислим энергетические потери. Энергия пиона в Л-системе E_π связана с энергией E_π^* и импульсом пиона p_π^* в Ц-системе соотношением

$$E_\pi = \Gamma_h (E_\pi^* - \beta c p_\pi^* \cos \eta^*), \quad \beta = v_h/c \quad (3.62)$$

(η^* — угол между импульсом пиона в Ц-системе и скоростью протона в Л-системе). Используя это выражение, можно записать следующую формулу для энергетических потерь протона, проходящего

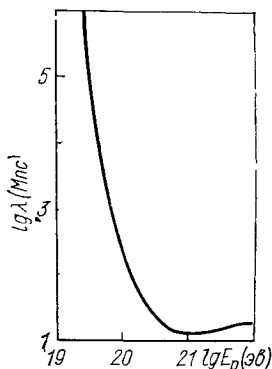


Рис. 34. Зависимость пробега протонов относительно фоторождения мезонов на релктовом излучении от энергии.

через поле излучения, которое характеризуется функцией распределения $f(\mathbf{k})$ в Л-системе:

$$-\frac{dE_p}{dx} = \Gamma_p \int d\mathbf{k} f(\mathbf{k}) (1 - \beta \cos \theta) \int_{E_\pi^*}^{2\Gamma_p \varepsilon_r} dE_\pi^* d\cos \eta^* \times \\ \times (E_\pi^* - \beta c p_\pi^* \cos \eta^*) \frac{d^2 \sigma_{\gamma\pi}}{d\cos \eta^* dE_\pi^*}. \quad (3.63)$$

Точное вычисление энергетических потерь требует знания дифференциального сечения фоторождения пиона $\frac{d^2 \sigma_{\gamma\pi}}{d\cos \eta^* dE_\pi^*}$. Однако при энергиях фотона в собственной системе порядка нескольких сотен мегаэлектронвольт основной канал образования пиона — это распад изобары*. В этом случае угловое распределение в Ц-системе образующихся пионов можно считать изотропным, тогда формула (3.63) принимает следующий вид [51]:

$$-\frac{dE_p}{dx} = \frac{1}{2\Gamma_p^2} \int_{\varepsilon_\pi^*/2\Gamma_p}^{\infty} \frac{d\varepsilon_r N(\varepsilon_r)}{\varepsilon_r^2} \int_{\varepsilon_{rt}^*}^{2\Gamma_p \varepsilon_r} d\varepsilon_r^* \varepsilon_r^* \sigma_{\gamma\pi}(\varepsilon_r^*) K(\varepsilon_r^*), \quad (3.64)$$

где

$$K(\varepsilon_r^*) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_\pi^2 - M^2}{M^2 + 2M\varepsilon_r^*/c^2} \right) \quad (3.65)$$

доля энергии адрона, переходящая к л-мезону.

Для планковского распределения фотонов формула (3.63) принимает вид

$$-\frac{dE_p}{dx} = \frac{1}{2\pi^2 \Gamma_p^2 (\hbar c)^3} \int_{\varepsilon_{rt}^*/2\Gamma_p}^{\infty} \frac{d\varepsilon_r}{\left(\exp \frac{\varepsilon_r}{kT} - 1 \right)} \int_{\varepsilon_{rt}^*}^{2\Gamma_p \varepsilon_r} d\varepsilon_r^* \varepsilon_r^* \sigma(\varepsilon_r^*) K(\varepsilon_r^*). \quad (3.66)$$

* Этот процесс имеет резонансный характер.

В работе [51] проведен численный расчет энергетических потерь на фоторождение пионов по формуле (3.66). Полученная в результате расчета зависимость пробега протонов относительно рождения пар на реликтовом излучении показана на рис. 34. Из рисунка видно, что пробег сравнивается с радиусом Метагалактики при энергии протона, равной $6 \cdot 10^{19}$ эв. Пробег достигает минимального значения, равного примерно $5 \cdot 10^{25}$ см (около 15 Mpc), при энергии протона, равной 10^{21} эв.

§ 3.3.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Из-за малой массы электронов сечения электромагнитного электрон-адронного взаимодействия значительно больше сечений адрон-адронного взаимодействия.

Большая величина сечения приводит к тому, что кулоновское взаимодействие адронов с электронами может быть интересным как механизм энергетических потерь адронов и как причина вторичных эффектов (например, излучения, обусловленного процессом электромагнитного взаимодействия).

А. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ АДРОНОВ (ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ)

Энергетические потери, обусловленные электромагнитным взаимодействием при передаче энергии движущейся частицы электронам среды, — так называемые *ионизационные потери* в значительной мере одинаковы для всех заряженных частиц, как электронов, так и адронов. Ионизационные потери имеют огромное прикладное значение в ядерной физике и физике элементарных частиц (все методы регистрации заряженных частиц основаны на их взаимодействии с электронами среды). Теория этих процессов разработана весьма детально (см. обзоры [54—56]).

Приведем приближенный вывод основной формулы ионизационных потерь. Заряженная частица с зарядом Z и скоростью v передает электрону среды импульс

$$\Delta p = \int F_{\perp} dt = \frac{2Ze^2}{bv}, \quad (3.67)$$

где b — прицельный параметр (см. § 2.3), электрон мы считаем свободным и покоящимся. Потери энергии частицей при столкновениях с прицельными параметрами в интервале $(b, b+db)$ при движении в среде с электронной концентрацией n_e

$$-dE_h = 2\pi bdbn_e (\Delta p)^2/2m. \quad (3.68)$$

Интегрируя это выражение по b , получаем

$$-\frac{dE_h}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{mv^2} \ln \frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}} \text{ эрг/см.} \quad (3.69)$$

Пределы интегрирования $b_{\text{макс}}$ и $b_{\text{мин}}$ определяются из следующих соображений. Условие применимости классической механики для описания процесса столкновения имеет вид:

$$b \gg b_{\text{мин}}; \quad b_{\text{мин}} = \hbar/mv. \quad (3.70)$$

С другой стороны, эффективная передача энергии электрону возможна только в том случае, когда время τ воздействия кулоновского поля пролетающей частицы на электрон много меньше характерного времени T колебания электрона в среде:

$$\tau = \frac{b}{v \sqrt{1 - v^2/c^2}} \ll T. \quad (3.71)$$

Отсюда следует

$$b < b_{\text{макс}} = Tv / \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (3.72)$$

Окончательно приближенное выражение для энергетических потерь заряженной частицы с зарядом Z и скоростью v имеет вид

$$-\frac{dE_h}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{I \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]}, \quad (3.73)$$

где $I = \hbar/T$ — характерная энергия колебаний электрона в среде (средний потенциал ионизации в атоме или энергия плазмона $\hbar\omega_{\text{пл}}$).

Более точные выражения для ионизационных потерь (ссылки на соответствующие работы приведены в обзорах [54—58]) незначительно отличаются от выражения (3.73). Если выразить длину пробега в граммах на квадратный сантиметр, то

$$-\frac{dE_h}{dx} = \frac{4\pi Z^2 N_A Z'}{mv^2 A} \ln \frac{mv^2}{I \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]} \text{ эрг} \cdot \text{см}^2/\text{г}, \quad (3.73a)$$

где $N_A = 6,03 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро.

Приведем для справок точные формулы для энергетических потерь электронов и адронов в нейтральном и ионизованном водороде [8] (табл. 15).

$E_{\text{макс}}$ — максимальная допустимая законами сохранения энергии, передаваемая электрону:

$$E_{\text{макс}} = \frac{2mv^2}{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}, \quad \text{если } E_h \ll \frac{M_h}{m} M_h c^2, \quad \text{и } E_{\text{макс}} = E_h, \quad \text{если}$$

$$E_h \gg \frac{M_h}{m} M_h c^2.$$

Энергетические потери на ионизацию

Электроны	Адроны с зарядом Z и массой M
Ионизационные потери в плазме ($-dE/dt$)	
$\frac{2\pi e^4 n_e}{mv} \ln \frac{m^3 v^4}{\pi e^2 n_e \hbar^2} =$ $= 7,62 \cdot 10^{-9} n_e \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_R}} \left[\ln \frac{E_R}{mc^2} - \right.$ $\left. - \frac{1}{2} \ln n_e + 38,7 \right] \text{ эв/сек}$ $E_R \ll mc^2$ $\frac{2\pi e^4 n}{mc} \left[\ln \frac{m^2 c^2 E_e}{4\pi e^2 n_e \hbar^2} - \frac{3}{4} \right] =$ $= 7,62 \cdot 10^{-9} n_e \left[\ln \frac{E_e}{mc^2} - \ln n_e + \right.$ $\left. + 73,4 \right] \text{ эв/сек}$ $E_e \gg mc^2$	$\frac{2\pi e^4}{mv} Z^2 n_e \ln \frac{m^3 v^4}{\pi e^2 n_e \hbar^2} \text{ эв/сек}$ $E_R \ll M_h c^2$ $\frac{2\pi e^4 Z^2 n_e}{mc} \ln \frac{m^2 c^2 E_{\text{макс}}}{4\pi e^2 n_e \hbar^2} =$ $= 7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n_e \left[\ln \frac{E_{\text{макс}}}{mc^2} - \ln n_e + \right.$ $\left. + 74,1 \right] \text{ эв/сек}$ $E_h \gg M_h c^2$
Ионизационные потери в атомарном водороде ($-dE/dt$) $I = 14,9 \text{ эв}$	
$\frac{4\pi e^4 n_e}{mv} \ln \frac{2mv^2}{I} = 7,62 \cdot 10^{-9} n_e \times$ $\times \sqrt{\frac{2mc^2}{E_R}} \left[11,8 + \ln \frac{E_R}{mc^2} \right] \text{ эв/сек}$ $E_R \ll mc^2$ $\frac{2\pi e^4 n_e}{mc} \left[\ln \frac{E_e^3}{mc^2 I^2} - 2 \right] =$ $= 7,62 \cdot 10^{-9} n_e \left[3 \ln \frac{E_e}{mc^2} + 18,8 \right] \text{ эв/сек}$ $E_e \gg mc^2$	$\frac{4\pi e^4 Z^2 n_e}{mv} \ln \frac{2mv^2}{I} = 7,62 \cdot 10^{-9} n_e Z^2 \times$ $\times \sqrt{\frac{2M_h c^2}{E_R}} \left[11,8 + \ln \frac{E_R}{M_h c^2} \right] \text{ эв/сек}$ $E_R \ll M_h c^2$ $\frac{2\pi e^4 Z^2 n_e}{mc} \left\{ \ln \left[\frac{2mc^2}{I} \left(\frac{E_h}{M_h c^2} \right)^2 \right] - 1 \right\} =$ $= 7,62 \cdot 10^{-9} n_e Z^2 \times$ $\times \left(20,2 + 4 \ln \frac{E_h}{M_h c^2} \right) \text{ эв/сек}$ $E_h \gg M_h c^2$

Различия между ионизационными потерями легких или тяжелых частиц невелики (менее 10%) и объясняются спецификой близких столкновений тяжелых и легких частиц с электронами. Различие ионизационных потерь в нейтральном и ионизованном газе тоже невелико. Оно обусловлено неодинаковым вкладом далеких столкновений [см. формулу (3.72)].

Для грубых оценок ионизационных потерь (с точностью от 20 до 30%) удобно использовать формулы

$$-dE/dx = 3(c/v)^2 \quad Mэв \cdot см^2/г, \quad (3.74)$$

$$-dE/dt = 3v(c/v)^2 \quad Mэв \cdot см^3/(г \cdot сек). \quad (3.75)$$

Отметим, что приближенное выражение для энергетических потерь на ионизацию не зависит от массы падающей частицы.

Относительная роль различных энергетических потерь у адронов и электронов. Рассмотрим вопрос об относительной роли различных видов энергетических потерь заряженных частиц в космических условиях. Для адронов не слишком высоких энергий (пусть $E_h \leq 10^{15}$ эв, см. § 3.2) существенны только ионизационные потери и потери на ядерные взаимодействия. Сравнивая выражения (3.13) и (3.74), можно увидеть, что при энергиях нуклонов, меньших 300 Мэв, доминируют ионизационные потери: при больших энергиях основную роль играют потери на ядерные взаимодействия.

У электронов ионизационные потери конкурируют с потерями на тормозное, синхротронное и обратное комптоновское излучение. Отличительная особенность потерь на излучение — это быстрое возрастание их с увеличением энергии электрона (пропорциональное первой степени энергии для тормозного излучения и квадрату энергии для синхротронного и обратного комптоновского). Поэтому ионизационные потери, возрастающие при уменьшении скорости электрона, доминируют в области малых энергий.

И радиационные потери на тормозное излучение (см. § 2.3), и ионизационные потери пропорциональны плотности среды. Поэтому в отсутствие магнитных полей и электромагнитного излучения критическая энергия, разделяющая области преобладания ионизационных и радиационных потерь, определяется только составом среды. По данным работы [56], критическая энергия для водорода равна 340 Мэв, для гелия — 220 Мэв и для воздуха — 83 Мэв.

Критическая энергия, разделяющая область преобладания энергетических потерь на синхротронное (или обратное комптоновское) излучение и область, где доминируют ионизационные потери, сильно зависит от таких параметров, как плотность газа и плотность энергии магнитного поля (или электромагнитного излучения). Она определяется из условия равенства выражений для соответствующих энергетических потерь:

$$\eta_{s, i} := \frac{2}{3} \frac{\omega_H}{n_e mc^2 \ln \frac{mc^2}{I}} \cdot \frac{E_e^2}{(mc^2)^2} \quad (3.76)$$

(синхротронные и ионизационные потери),

$$\eta_{s, r} \sim 10^2 \frac{\omega_H}{n_e mc^2} \cdot \frac{E_e}{mc^2} \quad (3.77)$$

(синхротронные и радиационные потери [59]). Критическая энергия определяется из условия $\eta = 1$.

Если в интересующем нас объекте помимо магнитного поля есть электромагнитное излучение с плотностью энергии ω_γ , то вместо плотности энергии магнитного поля ω_H в выражениях (3.76) и (3.77) надо подставить величину $(\omega_H + \omega_\gamma)$.

Приведем конкретные примеры относительно энергетических потерь электронов в различных космических объектах. В межгалактическом пространстве $\omega_\gamma = 0,25 \text{ эв/см}^3$, примем $n_e = 10^{-5} \text{ см}^{-3}$. Энергия электронов, при которой потери на обратный комптон-эффект сравниваются с ионизационными потерями, равна примерно 1 Мэв .

В Галактике концентрация $n_g \sim 0,1 \text{ см}^{-3}$, $(\omega_H + \omega_\gamma) \sim 1 \text{ эв/см}^3$. Здесь энергия, при которой сравниваются потери на синхротронное и обратное комптоновское излучения и радиационные потери, равна примерно 10 Гэв .

Интересно отметить, что любые процессы в конечном счете приводят к диссипации энергии посредством ионизационных потерь и к необратимому переходу энергии от релятивистских частиц к среде, т. е. к нагреву последней. Этот эффект особенно резко выражен в том случае, когда время жизни релятивистских частиц относительно ионизационных потерь много меньше времени их удержания в объекте и времени существования самого объекта. Для нагрева космического газа наиболее подходят космические лучи малых энергий — так называемые *субкосмические лучи*, время жизни которых сравнительно мало.

Нагрев космическими (или субкосмическими) лучами — это один из основных механизмов, который обеспечивает тепловой баланс как галактического [60—63], так и межгалактического [64] газа.

Б. ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ С ЭЛЕКТРОНАМИ

Электромагнитные взаимодействия адронов с электронами представляют интерес для астрофизики и по другой причине. Эти взаимодействия сопровождаются генерацией электромагнитного излучения. Несмотря на то, что энергия, высвобождаемая в форме электромагнитного излучения, относительно невелика, изучение характеристик излучения, сопровождающего взаимодействие космических лучей с электронами, может принести полезную информацию о процессах, происходящих во Вселенной*.

* Например, происхождение фоновых излучений (см. работы [65, 66] и § 6.4) связывалось с излучением, сопровождающим взаимодействие адронов с электронами.

Механизмы образования электромагнитного излучения при взаимодействии адронов с электронами среды весьма разнообразны. Рассмотрим три из них: 1) образование излучения при захвате электрона медленным ядром; 2) тормозное излучение δ -электронов, рожденных адроном в процессах

$$A + e \rightarrow A + e', e' + Z \rightarrow e' + Z + \gamma; \quad (3.78)$$

3) тормозное излучение, возникающее в момент образования δ -электронов:

$$A + e \rightarrow A + e' + \gamma. \quad (3.79)$$

Захват электрона медленным ядром. Если скорость тяжелой частицы с зарядом Z сравнима со скоростями атомных электронов

$$v \lesssim v_{at} = \alpha c Z, \quad (3.80)$$

то становится возможным процесс захвата частицей электрона, который в дальнейшем может быть вновь потерян. Теория этого процесса довольно сложна и в настоящее время еще не имеет законченного вида*. Отметим, что сечение процесса захвата электрона при скоростях частицы, по порядку величины равных скоростям атомных электронов, близко к площади боровской орбиты:

$$\sigma_3 \sim \pi (\hbar^2 / m e^2)^2, \quad (3.81)$$

т. е.

$$\sigma_3 \sim 10^{-16} \text{ см}^2.$$

При увеличении скорости частицы сечение захвата очень быстро падает. Захват электрона сопровождается каскадом электромагнитных переходов:

$$E_{n_1}^* \rightarrow E_{n_2} + \hbar \omega_{n_1 n_2} \text{ и т. д.}, \quad (3.82)$$

при которых испускаются излучения с характерными атомными частотами. При захвате электрона голым ядром энергия испускаемых квантов по порядку величины определяется соотношением

$$E_\gamma(Z) \sim Z^2 \frac{m e^4}{2 \hbar^2}, \quad E_\gamma(Z) \sim 13,6 Z^2 \text{ эв.} \quad (3.83)$$

Наибольшую энергию имеет фотон, испускаемый при переходе электрона в основное состояние.

В табл. 16 приведены основные характеристики процесса захвата электрона ядрами с различными Z : энергии перехода $2P - 1S$ и энергии ядер со скоростями, равными скоростям атомных электронов.

Излучение, возникающее при захвате электронов субкосмическими тяжелыми ядрами, рассматривалось как возможный источник

* Обзор теории процесса захвата можно найти в работе [67]. В работах [68, 69] проведен расчет сечения захвата атомного электрона водородоподобным ионом.

ТАБЛИЦА 16
Характеристики захвата электронов

Элемент	Заряд ядра Z	Энергия фото- на $2P-1S$, кэв	Энергия ядра, Мэв/нуклон
H	1	0,010	0,05
He	2	0,041	0,20
C	6	0,37	0,60
N	7	0,50	0,70
O	8	0,65	0,80
Ne	10	1,02	1,0
Fe	26	6,9	2,8

фонового излучения в рентгеновском диапазоне от нашей Галактики [70]. Спектр излучения от процесса (3.82) весьма характерен: он должен состоять из нескольких линий, соответствующих переходам в наиболее распространенных элементах (C, N, O, Fe), размытых из-за доплеровского уширения. Ширина линий приближенно определяется соотношением

$$\Delta E_{\gamma}(Z) \sim (v_{at}/c) E_{\gamma}(Z), \quad \Delta E_{\gamma}(Z) \sim 0,1 Z^3 \text{ эв.} \quad (3.84)$$

Образование δ -электронов. Вероятность $dW_{\delta}(E_R, E_e)$ образования электрона с энергией в интервале $E_e, E_e + dE_e$ протоном с энергией E_R на пути в 1 э/см² определяется выражением [71]

$$dW_{\delta}(E_R, E_e) = \frac{2Cmc^2}{\beta_p^2} \frac{dE_e}{E_e^2} \left[1 - \beta_p^2 \frac{E_e}{E_{e \text{ макс}}} \right], \quad (3.85)$$

где $C = \pi N_A (Z^2/A) r_0^2$; $\beta_p = cp/E_p$; p — импульс протона.

Напомним, что Z — атомный номер; A — атомный вес вещества, через которое проходит быстрая частица;

$$E_{\text{макс}} = 2mc^2 \frac{p^2}{\left[m^2 + M^2 + 2m \frac{(p^2 + M^2 c^2)^{1/2}}{c} \right] c^2} \quad (3.86)$$

максимальная энергия, передаваемая электрону. При $p \ll M^2 c/m$

$$E_{\text{макс}} \approx 2mc^2 \beta_p^2 / (1 - \beta_p^2). \quad (3.87)$$

Для водорода выражение (3.85) принимает вид

$$dW_{\delta}(E_R, E_e) = \frac{0,3mc^2}{\beta_p^2} \frac{dE_e}{E_e^2} \left[1 - \frac{E_e}{2mc^2} \left(\frac{Mc^2}{E_R} \right)^2 \right]. \quad (3.88)$$

Теперь вычислим спектр генерации электронов, образованных космическими частицами. Зададим спектр последних, как обычно, в степенной форме:

$$P_p(E_K) dE_K = a_p E_K^{-\gamma_p} \theta(E_K - E_{K, \text{мин}}) dE_K, \quad (3.89)$$

где θ — ступенчатая функция и E_K — кинетическая энергия протонов.

Спектр δ -электронов имеет вид

$$\Gamma(E_e) dE_e = \int_{\bar{E}_K}^{\infty} dW_{\delta}(E_K, E_e) P(E_K) dE_K \text{ электрон}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек}), \quad (3.90)$$

$$\bar{E}_K = \begin{cases} E_{K, \text{мин}} & E_e < 4 \cdot 10^{-3} E_{K, \text{мин}} \\ \frac{Mc^2}{4} \left[\sqrt{1 + \frac{2E_e}{mc^2}} - 1 \right] & E_e > 4 \cdot 10^{-3} E_{K, \text{мин}} \end{cases} \quad (3.91)$$

Из (3.90) и (3.91) следует, что число образованных δ -электронов определяется потоком космических лучей и, в частности, сильно зависит от значения $E_{K, \text{мин}}$. Для последующих расчетов нужно определить энергетический спектр $P_e(E_e)$ электронов в пространстве, если спектр генерации определяется соотношением (3.90). Точное выражение для $P_e(E_e)$ имеет вид

$$P_e(E_e) = \int_{E_e}^{\infty} \frac{\Gamma(E'_e) dE'_e}{\left(-\frac{dE_e(E'_e)}{dx} \right)} \text{ электрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек}), \quad (3.92)$$

где dE_e/dx — ионизационные потери электронов (см. табл. 15). Приближенно соотношение (3.92) можно записать так:

$$P_e(E_e) = \Gamma(E_e) R(E_e), \quad (3.93)$$

где $R(E_e)$ — пробег электронов с энергией E_e :

$$R(E_e) = - \int_{E_{\gamma}}^{E_e} \frac{dE'_e}{dE_e/dx}.$$

При $E_e > 2 \text{ Мэв}$ можно использовать соотношение

$$R(E_e) \sim (E_e/3) \text{ г/см}^2. \quad (3.94)$$

Число фотонов с энергией в интервале $(E_{\gamma}, E_{\gamma} + dE_{\gamma})$, образующееся в 1 см^3 за секунду, связано с потоком электронов $P_e(E_e)$ соотношением

$$T(E_{\gamma}) = \int_{E_{\gamma}}^{\infty} P_e(E_e) \sigma_b(E_e, E_{\gamma}) n_h dE_e. \quad (3.95)$$

где σ_b — сечение тормозного излучения (см. § 2.3).

Приближенное выражение для вероятности тормозного излучения на пути в 1 г/см^2 имеет вид*

$$W_b(E_e, E_\gamma) \sim \frac{8 \cdot 10^{-3}}{E_e} \text{ см}^2 / (\text{Мэв} \cdot \text{г}); E_e > 2 \text{ Мэв}; \quad (3.96)$$

$$W_b(E_e, E_\gamma) \sim \frac{10^{-3} mc^2}{E_\gamma} \ln \frac{4E_e}{E_\gamma} \text{ см}^2 / (\text{Мэв} \cdot \text{г}); E_e < 2 \text{ Мэв}. \quad (3.97)$$

Используя введенные соотношения (3.88)—(3.97), можно получить светимость источников γ -квантов и вычислить интенсивность излучения в заданном спектральном интервале.

Для иллюстрации оценим поток рентгеновских квантов, образованных космическими лучами в Галактике. Минимальное число квантов получается при допущении, что спектр космических лучей в Галактике имеет ту же форму, что и на границе атмосферы. Тогда в спектре (3.89) $a_p = 10^6$; $\gamma_p = 2,6$; $E_{\kappa, \text{мин}} = 500 \text{ Мэв}$. В направлении на галактический центр толщина вещества составляет около $6 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2$. Тогда, используя приведенные выше формулы, получаем, что число квантов с энергией $E_\gamma \sim 1 \div 7 \text{ кэв}$ около $10^{-3} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$.

Этот поток существенно определяется величиной $E_{\kappa, \text{мин}}$; например, если $E_{\kappa, \text{мин}} \sim 10 \text{ Мэв}$, то величина потока возрастает примерно на четыре порядка.

В заключение коротко остановимся на возникновении излучения в процессе (3.79). Физически процесс заключается в излучении электрона, который ускоряется вследствие соударения с тяжелой частицей. В нерелятивистском случае эту задачу можно рассмотреть классически. Тогда для энергетического распределения квантов $T(E_\gamma)$, образованных протоном с энергией E_κ в процессе (3.79), можно записать следующее выражение:

$$T(E_\gamma) dE_\gamma = \int_{E_\gamma}^{E_{e, \text{макс}}} dW_\delta(E_\kappa, E_e) dW_\gamma(E_e, E_\gamma), \quad (3.98)$$

где $dW_\gamma(E_e, E_\gamma)$ — вероятность образования фотона с энергией в интервале $(E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma)$ при образовании δ -электрона с энергией E_e . В классическом случае эта вероятность равна [72]

$$dW_\gamma(E_e, E_\gamma) = \frac{4}{3\pi} \alpha \frac{E_e}{mc^2} \cdot \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \quad (3.99)$$

Интегрируя (3.98) по энергии δ -электронов, получаем

$$T(E_\gamma) \sim \frac{8}{3} \frac{e^4}{m v_p^2} \alpha \frac{1}{mc^2 E_\gamma} \ln \frac{E_{e, \text{макс}}}{E_\gamma}. \quad (3.100)$$

* Из соотношений (3.86) — (3.97) следует, что электроны с энергией $E_e \sim 1 \text{ кэв}$ тратят на излучение приблизительно 10^{-6} начальной энергии E_e .

Для частицы с зарядом Z выражение (3.100) следует умножить на Z^2 .

Отметим, что оценки интенсивности излучения, возникающего в рентгеновской области в процессах (3.78) и (3.79), дают значения, совпадающие по порядку величины.

Энергетические потери протонов в процессе (3.79) по порядку величины равны

$$\left(\frac{dE_R}{dt}\right) \sim \left(\frac{dE_R}{dt}\right)_i \frac{\alpha}{\ln \frac{m}{M} \cdot \frac{E_R}{I}} \cdot \frac{E_R}{Mc^2}, \quad \alpha^2 Mc^2 \ll E_R \ll Mc^2. \quad (3.101)$$

Отношение (dE_R/dt) определяется соотношением (3.75). Сравнивая это выражение с (3.13) и (3.75), видим, что процесс (3.79) вносит весьма незначительный вклад в полные энергетические потери адронов, однако если интенсивность субкосмических лучей достаточно велика, то даже малая доля энергии, переходящая в излучение, может дать полезную информацию.

§ 3.4.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Взаимодействия заряженных частиц с космическими магнитными полями можно разделить на макроскопические и микроскопические.

Под макроскопическими взаимодействиями мы подразумеваем обусловленное магнитным полем изменение направления движения заряженных частиц и связанные с ним косвенные эффекты — диффузию космических лучей в хаотических магнитных полях, фермиевское ускорение при столкновениях с движущимися неоднородностями магнитного поля и т. п. Без сомнения, макроскопические взаимодействия космических лучей с магнитными полями играют определяющую роль в физике космических лучей. Эти взаимодействия определяют распространение космических лучей в магнитосфере Земли, в Солнечной системе, в галактическом (и, возможно, в межгалактическом) пространстве. Изучению вопроса о движении и ускорении заряженных частиц в космических магнитных полях посвящены сотни оригинальных работ и десятки обзорных статей. Подробное изложение этих вопросов, однако, лежит вне рамок данной книги; вопросы, связанные с диффузией и ускорением космических лучей в Галактике, подробно разбираются в монографии [8] и обзорах [73—76], в которых изучаются различные аспекты взаимодействия космических лучей с магнитными полями.

В настоящем разделе рассмотрены вопросы, связанные с микроскопическими взаимодействиями заряженных частиц в магнитных полях: процессами рождения фотонов и других частиц при движении заряженных адронов в магнитных полях, энергетическими потерями адронов в магнитном поле и т. д.

Наиболее известный процесс, сопровождающий движение заряженного адрона в магнитном поле, — синхротронное излучение. В классическом пределе (когда энергии излучаемых фотонов намного меньше энергии адрона) синхротронное излучение адронов описывается почти теми же формулами, что и синхротронное излучение электронов (см. § 2.1):

$$-\frac{dE_h}{dx} = Z^4 \sigma_T \left(\frac{m}{M} \right)^2 \frac{H^2 \sin^2 \vartheta}{4\pi} \left(\frac{E_h}{Mc^2} \right)^2 \text{ эрг/см} \quad (3.102)$$

(энергетические потери адроном массы M и заряда Z с энергией E_h на синхротронное излучение в магнитном поле H , ϑ — угол между вектором $\mathbf{H}$ и скоростью адрона $\mathbf{v}_h$);

$$\frac{dW}{dE_\gamma} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\hbar} \cdot \frac{e^3 H \sin \vartheta}{mc^2} \cdot \frac{E_\gamma}{E_{\gamma c}} \int_{E_\gamma/E_{\gamma c}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \quad (3.103)$$

(спектральное распределение интенсивности излучения по энергиям);

$$E_{\gamma c} = \frac{3Z\hbar eH \sin \vartheta}{2 M_h c} \left(\frac{E_h}{M_h c^2} \right)^2 \quad (3.104)$$

характерная энергия фотонов синхротронного излучения адронов).

Основная особенность синхротронного излучения адронов — это весьма малая его интенсивность по сравнению с синхротронным излучением электронов. При равной энергии интенсивность синхротронного излучения адронов в $(Z_m/M_h)^4 \sim 10^{13}$ раз меньше интенсивности синхротронного излучения электронов, а характерная частота излучения адронов в $Z (m/M_h)^3 \sim 10^{10}$ раз меньше характерной частоты излучения электронов. Поэтому в большинстве космических объектов синхротронное излучение адронов не играет роли. Ситуация может измениться только в компактных объектах с очень сильными магнитными полями (в пульсарах и, возможно, в ядрах квазаров). В некоторых моделях излучения компактных объектов синхротронное излучение протонов считается более предпочтительным по сравнению с излучением релятивистских электронов [77—79].

При относительно малых магнитных полях и энергиях адронов синхротронное излучение — единственно возможный процесс. Процессы рождения других частиц

$$A \rightarrow A + e^+ + e^-, \quad (3.105)$$

$$A \rightarrow A + \pi^\pm \quad (3.106)$$

имеют весьма высокие энергетические пороги. Определить величину энергетических порогов процессов (3.105) и (3.106) можно из простых физических соображений. В отсутствие внешних полей эти процессы запрещены законом сохранения энергии импульса. Для того чтобы процессы рождения частицы с массой m (будем для кон-

кретности говорить о рождении электрона) могли осуществиться, необходима передача импульса порядка mc внешнему полю (в собственной системе отсчета, где адрон покоится). Внешнее магнитное поле принимает на себя импульс

$$\Delta p^* \sim e\hbar H^*/mc^2. \quad (3.107)$$

Следовательно, пороговое значение магнитного поля в собственной системе отсчета

$$H_{\kappa}^* \sim m^2 c^3 / e\hbar, \quad (3.108)$$

где $H_{\kappa}^* = 4,4 \cdot 10^{13}$ гс [см. формулу (2.25)].

Магнитные поля в системе наблюдателя и в собственной системе связаны соотношением

$$H^* \sim E_h H / M_h c^2. \quad (3.109)$$

Отсюда следует выражение для пороговой энергии адрона массы M_h в системе наблюдателя относительно процесса с рождением вторичной частицы с массой m :

$$E_{ht} \sim M_h c^2 \frac{H_{\kappa}^*(m)}{H}. \quad (3.110)$$

В табл. 17 приведены значения пороговой энергии протонов относительно процессов (3.105), (3.106) и фотонов относительно процесса образования пар фотоном в магнитном поле

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (3.111)$$

в различных космических объектах.

ТАБЛИЦА 17

*Пороговые энергии процессов взаимодействия
протонов в сильных магнитных полях*

Объект	Напряженность поля, э	Процессы и пороговые энергии, эв		
		(3.105)	(3.106)	(3.111)
Галактика	10^{-6}	10^{28}	10^{32}	10^{25}
Солнце	10	10^{21}	10^{25}	10^{18}
Пульсар	10^8	10^{14}	10^{18}	10^{11}

Видим, что во всех космических объектах, за исключением пульсаров, пороговые энергии для указанных процессов очень высоки, и эти процессы не имеют сколь-нибудь существенного значения*. Однако в пульсарах процессы рождения частиц в магнитном поле фотонами и адронами могут играть определенную роль [80].

* Напомним, что космических частиц с энергией $\geq 10^{18}$ эв чрезвычайно мало (см. гл. 7).

Рассмотрим основные характеристики процессов (3.105)—(3.106) и (3.111). Вероятность рождения электрон-позитронной пары фотоном в магнитном поле на единице пути впервые рассчитана в работе [81]. В обзоре [82] приведена удобная аппроксимация выражения для вероятности процесса (3.111):

$$\frac{dW_{\gamma e}}{dx} = 0,16\alpha \frac{1}{\lambda_c} \cdot \frac{mc^2}{E_{\gamma}} K_{\frac{1}{3}}^2 \left(\frac{4}{3} \cdot \frac{mc^2}{E_{\gamma}} \cdot \frac{H_R}{H} \right) \text{ см}^{-1}, \quad (3.112)$$

где K — функция Макдональда; $\lambda_c = \hbar/mc = 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ — комптоновская длина электрона.

Асимптотические выражения для (3.112) при малых и больших энергиях фотонов имеют следующий вид:

$$\frac{dW_{\gamma e}}{dx} = 0,38 \frac{\alpha}{\lambda_c} \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma}} \right)^{1/3} \left(\frac{H}{H_R} \right)^{2/3}; \quad E_{\gamma} \gg mc^2 \frac{H_R}{H}; \quad (3.113)$$

$$\frac{dW_{\gamma e}}{dx} = 7 \cdot 10^7 \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma}} \right)^{1/3} \left(\frac{H}{H_R} \right)^{2/3} \text{ см}^{-1};$$

$$\frac{dW_{\gamma e}}{dx} = 0,19 \frac{\alpha}{\lambda_c} \frac{H}{H_R} \exp \left(-8/3 \frac{mc^2}{E_{\gamma}} \cdot \frac{H_R}{H} \right) \text{ см}^{-1}; \quad E_{\gamma} \ll mc^2 \frac{H_R}{H}. \quad (3.114)$$

Зависимость вероятности рождения пар фотоном от параметра

$$x_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{mc^2} \cdot \frac{H}{H_R} \quad (3.115)$$

приведена на рис. 35. При малых x_{γ} вероятность рождения пар экспоненциально падает.

Процесс рождения пар кулоновским полем быстрого адрона тесно связан с процессом рождения пар реальными фотонами. Известно, что кулоновское поле быстро движущейся заряженной частицы ($v \sim c$) с хорошей степенью точности можно представить суперпозицией плоских волн. Это обстоятельство лежит в основе метода Вейцеккера — Вильямса, предложенного для приближенного расчета характеристик электромагнитных процессов взаимодействия релятивистских заряженных частиц [83—85].

Используем этот метод для расчета вероятности рождения электрон-позитронной пары dW_{he}/dx в магнитном поле ядром с зарядом Z , массой M_h и энергией E_h на единице пути и для расчета энергетических потерь на рождение пар.

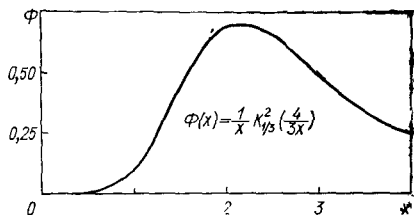


Рис. 35. Вероятность рождения электрон-позитронных пар фотоном в магнитном поле на единице длины пути.

Вероятность рождения пары выражается следующей формулой:

$$\frac{dW_{he}(E_h)}{dx} = \int_0^{mE_h/M_h} dE_\gamma \rho(E_\gamma) \frac{dW_{\gamma e}(E_\gamma)}{dx} \text{ см}^{-1}, \quad (3.116)$$

где

$$\rho(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2}{\pi} Z^2 \alpha \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \ln \frac{mE_h}{M_h E_\gamma} \quad (3.117)$$

спектральная плотность эквивалентных фотонов.

Асимптотические выражения для (3.116) в области больших ($x_h \gg 1$) и малых ($x_h \ll 1$) значений параметра

$$x_h = \frac{E_h}{M_h} \cdot \frac{H}{H_K} \quad (3.118)$$

имеют вид

$$\frac{dW_{he}}{dx} = 0,72 \frac{Z^2 \alpha^2}{\lambda_c} \cdot \frac{H}{H_K} \ln x_h = 10^6 Z^2 \frac{H}{H_K} \ln x_h \text{ см}^{-1}; \quad x_h \gg 1; \quad (3.119)$$

$$\begin{aligned} \frac{dW_{he}}{dx} &= 0,32 \frac{Z^2 \alpha^2}{\lambda_c} \frac{M_h c^2}{E_h} \exp\left(-\frac{8}{3} \frac{1}{x_h}\right) - \\ &= 0,45 \cdot 10^6 Z^2 \frac{M_h c^2}{E_h} \exp\left(-\frac{8}{3} \frac{1}{x_h}\right) \text{ см}^{-1}, \quad x_h \ll 1. \end{aligned} \quad (3.120)$$

Аналогичный расчет приводит к следующим выражениям для энергетических потерь адронов на образование пар [86] [см. формулу (3.104)]:

$$\frac{dE_h}{dx} = \int_0^{\frac{m}{M_h} E_h} dE_\gamma E_\gamma \rho(E_\gamma) \frac{dW_{\gamma e}(E_\gamma)}{dx}; \quad (3.121)$$

$$-\frac{dE_h}{dx} = 0,36 mc^2 \frac{Z^2 \alpha^2}{\lambda_c} x_h^{2/3}, \quad x_h \gg 1; \quad (3.122)$$

$$-\frac{dE_h}{dx} = 0,045 mc^2 \frac{Z^2 \alpha^2}{\lambda_c} x_h^2 \exp\left(-\frac{8}{3} \cdot \frac{1}{x_h}\right), \quad x_h \ll 1. \quad (3.123)$$

На рис. 36 показана логарифмическая зависимость энергетических потерь адронов от параметра x_h . При $x_h \ll 1$ основным видом потерь является синхротронное излучение, потери на рождение пар в этой области экспоненциально малы. В области $x_h \gg 1$ основным процессом энергетических потерь адронов в магнитном поле становится рождение пар. Энергетические потери на рождение пар при $x_h \gg 1$ превышают потери на синхротронное излучение по крайней мере на четыре порядка (в $\propto (M_h/m)^2$ раз). Это объясняется весьма общим положением (см. также § 3.2) — электромагнитные процессы, в которых участвуют только адроны, сильно подавлены по сравнению

с процессами, в которых участвуют электроны, из-за большой массы адронов.

Процесс (3.104) преобладает в энергетических потерях адронов в области $x_h \lesssim 2 \cdot 10^3$. При $x_h \gtrsim 2 \cdot 10^3$ основным процессом потерь опять становится синхротронное излучение.

При более высоких энергиях ($x_h \gtrsim 7 \cdot 10^4$) в игру вступает новый, более мощный процесс — рождение $\pi^\pm$ -мезонов в магнитном поле. Следует отметить, что этот процесс обусловлен не электромагнитными, а сильными взаимодействиями. Роль магнитного поля состоит только в том, чтобы принять на себя импульс рожденного заряженного пиона. Процесс (3.106) подробно рассматривался в работе [87]. Полученное в ней выражение для энергетических потерь адрона имеет следующий вид:

$$-\frac{dE_h}{dx} = \frac{f^2 e^2 H^2}{3M_h^2 c^4} \left(\frac{E_h}{M_h c^2} \right)^2, \quad (3.124)$$

где f — константа сильных взаимодействий; $\frac{f^2}{\hbar c} \sim 1$. Энергетические потери нуклонов на рождение пионов в магнитном поле показаны на рис. 35 штриховой линией.

Мы рассмотрели в этом разделе вопрос об энергетических потерях быстрых частиц в магнитном поле. Квантовые аспекты движения заряженных частиц в магнитном поле (например, возможность рождения других частиц) обуславливают появление необычных эффектов, резко меняющих свойства частиц в сильных магнитных полях. Подобные эффекты должны играть важную роль в физике процессов, происходящих в космических объектах с сильными магнитными полями — замагниченных нейтронных звездах ($H \approx 10^{12}$ э) и белых карликах [88, 89] ($H \approx 10^8$ э). Сильные магнитные поля приводят к полной перестройке атомов [90—93], оказывают существенное влияние на процессы переноса излучения в нейтронных звездах [94, 95] и даже меняют свойства радиоактивных β -распадов [96]. Эти вопросы изложены в обзоре [96].

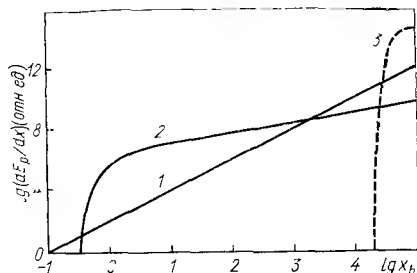


Рис. 36. Энергетические потери адронов в магнитных полях:

1 — потери энергии на синхротронное излучение; 2 — на рождение электрон-позитронных пар; 3 — на рождение пионов.

§ 3.5.

АННИГИЛЯЦИЯ НУКЛОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ

Взаимодействие нуклонов и антинуклонов может привести к преобразованию полной энергии этих частиц в энергию электронов (позитронов), нейтрино (антинейтрино) и фотонов по схеме

$$\left. \begin{aligned} N + \bar{N} &\rightarrow n\pi + \dots; \quad \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu; \\ \mu^{\pm} &\rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}; \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma. \end{aligned} \right\} \quad (3.125)$$

Первый процесс называют аннигиляцией нуклонов и антинуклонов.

Интерес к процессу (3.125) вызван, в первую очередь, вопросом о существовании антивещества во Вселенной. Наиболее эффективное средство изучения возможности присутствия антивещества во Вселенной — это регистрация продуктов аннигиляции вещества и антивещества (γ -квантов и, возможно, нейтрино). В настоящем разделе рассмотрены только характеристики процесса аннигиляции — сечения и спектры вторичных частиц.

В табл. 18 приведены экспериментальные значения сечения аннигиляции в диапазоне энергий антипротона в Л-системе от 25 Мэв до 7 Гэв. Из таблицы видно, что произведение сечения на скорость v_c частиц в Ц-системе почти постоянно в широком интервале энергий.

ТАБЛИЦА 18

Сечение аннигиляции протонов и антипротонов

Энергия E_p , Мэв	Сечение σ_A , мбарн	v_c/c	$\sigma_A v_c/c$, мбарн	Литература
25—40	192 ± 34	0,13	25	[97]
45	175 ± 45	0,15	26	[98]
40—55	155 ± 27	0,16	25	[97]
55—80	118 ± 26	0,20	24	[97]
90	101 ± 9	0,22	22	[98]
145	99 ± 8	0,28	28	[98]
245	66 ± 6	0,36	24	[98]
7000	$23,6 \pm 3,4$	1	24	[99]

Это согласуется с теоретической моделью [100], в которой нуклон и антинуклон взаимодействуют как поглощающие сферы радиуса r_p :

$$\sigma_A = \pi r_p^2 / v_c, \quad r_p = 0,87 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (3.126)$$

Соотношение (3.126) справедливо в области энергий $E_p > > \alpha M c^2 \sim 10 \text{ Мэв}$. При более низких энергиях начинает сказываться влияние кулоновского притяжения между протоном и антипротоном, приводящее к увеличению сечения [1]:

$$\sigma_A = \frac{\pi r_p^2 c}{v_c} \cdot \frac{\pi \alpha c / v_c}{1 - \exp(-\pi \alpha c / v_c)}. \quad (3.127)$$

Аннигиляция протонов и антипротонов в холодном газе, состоящем из нейтральных атомов (или молекул) водорода H и антиводорода $\bar{H}$, проходит весьма сложно. Кинетика этого процесса рассматривалась в работе [101]. В ней показано, что в холодном газе

($10^{-3} \text{ эв} < E_n < 1 \text{ эв}$) основным процессом аннигиляции является реакция



(Π_p — атом, состоящий из протона и антипротона). Сечение этой реакции с погрешностью до 20% аппроксимируется выражением

$$\sigma_{N\bar{N}} = 5 \cdot 10^{-18} (c/v_c)^{0,64} \text{ см}^2. \quad (3.129)$$

Окончательно зависимость сечения аннигиляции нуклонов и антинуклонов от энергии представим в следующем виде [1]:

$$\sigma_A(v_c) = \begin{cases} \sigma_1(c/v_c), & E_p \gg 10 \text{ Мэв}; \\ \sigma_2(c/v_c)^2, & 10 \text{ Мэв} \gg E_p \gg 1 \text{ эв}; \\ \sigma_3(c/v_c)^{0,64}, & 1 \text{ эв} \gg E_p \gg 10^{-3} \text{ эв}, \end{cases} \quad (3.130)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= 2,4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2; \\ \sigma_2 &= 5,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2; \\ \sigma_3 &= 5,0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2. \end{aligned} \right\} \quad (3.131)$$

Основной тип образующихся при аннигиляции частиц — пионы (табл. 19). При расчетах спектров вторичных частиц можно пренебречь вкладом всех остальных частиц, кроме пионов.

ТАБЛИЦА 19

Множественность вторичных частиц, образующихся при аннигиляции протонов и антипротонов

Частица	Среднее число образующихся частиц
π	$3,94 \pm 0,03$
ρ	$(2,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-1}$
ω	$(4,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$
η	$(1,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$
$K\bar{K}$	$(3,3 \pm 1,6) \cdot 10^{-2}$
$K\bar{K}^*, \bar{K}K^*$	$(8,8 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}$
$\bar{K}^* K^*$	$(3,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$

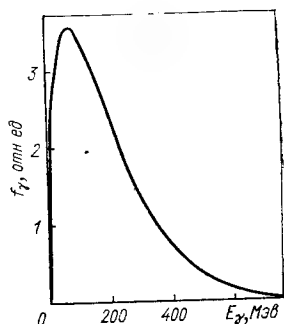


Рис. 37. Спектр фотонов, образующихся при аннигиляции нерелятивистских нуклонов и антинуклонов [1].

Для численного расчета спектров вторичных частиц можно использовать распределение пионов по энергиям, вычисленное в рамках статистической теории [1]*. Спектр фотонов $f_\gamma(E_\gamma)$ связан со

*О статистическом подходе к анализу аннигиляции антинуклонов см. работу [102].

спектром пионов $f_{\pi}(E_{\pi})$ соотношением [1]

$$f_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{2}{3} \int_{E_{\gamma} + \frac{(m_{\pi}c^2)^2}{4E_{\gamma}}}^{\infty} \frac{f_{\pi}(E_{\pi}) dE_{\pi}}{\sqrt{E_{\pi}^2 - m_{\pi}^2 c^4}}. \quad (3.132)$$

Вычисленный по этим соотношениям спектр фотонов представлен на рис. 37.

Характерная особенность спектра вторичных частиц — максимум при малых энергиях частиц (около 70 Мэв для фотонов, около 35 Мэв для электронов и нейтрино, § 3.1) и медленный спад в сторону больших энергий. Средняя энергия фотонов, образующихся при аннигиляции нерелятивистских нуклонов, равна 190 Мэв; при каждом акте аннигиляции образуется в среднем 2,6 фотона.

Список литературы

1. Stecker F. W. Cosmic Gamma-Rays. Washington, NASA, 1971.
2. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 742.
3. Wroblewski A. High Energy Physics. Киев, «Наукова думка», 1972.
4. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат, 1968.
5. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
6. Ann. Rept. CERN, Geneva, 1972.
7. Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С. «Успехи физ. наук», 1970, 101, с. 385.
8. Fermi E. Progr. Theor. Phys., 1950, 5, p. 570.
9. Ландау Л. Д. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1953, 17, с. 51.
10. CERN Courier, 1972, 12, p. 169.
11. Дайбог Е. И., Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. «Ядерная физика», 1972, 16, № 6, с. 1314.
12. Милехин Г. А., Розенталь И. Л. Suppl. Nuovo cimento, 1958, 8, p. 770.
13. Бугаев Э. В., Котов Ю. Д., Розенталь И. Л. Космические мюоны и нейтрино. М., Атомиздат, 1970.
14. Feynman R. P. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, p. 1415.
15. Гурвиц С. А., Дайбог Е. И., Розенталь И. Л. «Ядерная физика», 1971, 14, с. 1268.
16. Hagedorn R. Astronom. and Astrophys., 1970, 5, p. 184.
17. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Релятивистская астрофизика. М., «Наука», 1967.
18. Гаррисон Е. и др. Теория гравитации и гравитационный коллапс. Пер. с англ. М., «Мир», 1967.
19. Розенталь И. Л., Шукалов И. Б. Электроны и фотоны в расширяющейся Вселенной. М., Изд. МИФИ, 1968.
20. Lohman E., Teucher M., Schein M. Phys. Rev., 1961, 122, p. 672.
21. Carlson A. G., Hooper J. E., King D. T. Philos. Mag., 1950, 41, p. 701.
22. Stecker F. W. Astrophys. J., 1969, 157, p. 507.
23. Stecker F. W. Astrophys. Space Sci., 1970, 6, p. 377.
24. Bethe H., Heitler W. Proc. Roy. Soc., 1934, A146, p. 83.
25. Gluckstern R. L., Hull M. H. Phys. Rev., 1953, 90, p. 1030.
26. MacMaster H. Rev. Mod. Phys., 1961, 33, p. 8.
27. Blumenthal G. R. Phys. Rev., 1970, D1, p. 1596.
28. Зацепин Г. Т. «Докл. АН СССР», 1951, 80, с. 577.

29. Герасимова Н. М., Зацепин Г. Т. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1960, 38, с. 1245.
30. Герасимова Н. М., Розенталь И. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1961, 41, с. 488.
31. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1969, 46, с. 481.
32. Березинский В. С., Зацепин Г. Т. «Ядерная физика», 1971, 13, с. 797.
33. Stecker F. W. Phys. Rev., 1969, 180, p. 1264.
34. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. Изд. 2. М., Атомиздат, 1965.
35. Левинджер Дж. Фотоядерные реакции. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
36. Kinsley B. B. Handbuch der Phys. Bd. XL, s. 202. Springer Verlag, Berlin, 1957.
37. Migdal A. B. J. Phys. (USSR), 1944, 8, p. 331.
38. Goldhaber M., Teller E. Phys. Rev., 1949, 74, p. 1046.
39. Jones, Terwilliger. Phys. Rev., 1953, 91, p. 699.
40. Ginzburg V. L., Ozernoy L. M. Astrophys. Space Sci., 1970, 9, p. 116.
41. Greisen K. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, p. 748.
42. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. «Письма ЖЭТФ», 1966, 4, с. 114.
43. Andrews D., Edge D. M. e. a. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays. V. 3, Hobart, 1971, p. 995.
44. Suga K., Sakayama H. Preprint Institute for Nucl. Study. Tokyo, 1971.
45. Camb. Bubble Chamb. Group Phys. Rev., 1966, 146, p. 994.
46. Camb. Bubble Chamb. Group Phys. Rev., 1967, 155, p. 1477.
47. Camb. Bubble Chamb. Group Phys. Rev., 1967, 163, p. 1510.
48. Fretwell L. J., Millins J. H. Phys. Rev., 1967, 155, p. 1497.
49. Buchhorn G., Hude P. e. a. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, p. 230.
50. Chasan B. M., Cocconi G. e. a. Phys. Rev., 1960, 119, p. 811.
51. Stecker F. W. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, p. 1016.
52. Woltjer L. Astrophys. J., 1966, 146, p. 597.
53. Pollack J. B., Shen B. S. P. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, p. 1358.
54. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
55. Бете Г., Ашкин Дж. В сб.: Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Серге. Т. 1. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
56. Штернхеймер Р. В сб.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
57. Ситенко А. Г. Электромагнитные флуктуации в плазме. Харьков, Изд. Харьковск. ун-та, 1965.
58. Климонтович Ю. Л., Силин В. П. «Успехи физ. наук», 1960, 70, с. 247.
59. Ginzburg V. L. High Energy Astrophysics. V. I, Gordon and Breach, N. Y., 1967.
60. Hayakawa S. Publ. Astron. Soc. Japan, 1960, 12, p. 110.
61. Hayakawa S., Nishimura S., Takayanagi K. Publ. Astron. Soc. Japan., 1961, 13, p. 184.
62. Пикельнер С. Б. «Астрон. ж.», 1967, 44, с. 943.
63. Spitzer L., Tomasko M. Astrophys. J., 1968, 152, p. 917.
64. Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. «Астрон. ж.», 1965, 42, с. 943.
65. Hayakawa S., Matsuoka M. Prog. Theor. Phys., 1964, 30, p. 206.
66. Розенталь И. Л. «Космические исследования», 1966, 4, с. 404.
67. Allison S. K., Warshaw S. D. Rev. Mod. Phys., 1953, 25, p. 779.
68. Bates D. R., Dalgarno A. Proc. Phys. Soc., 1953, A66, p. 972.
69. Hiskes A. Phys. Rev., 1965, A137, p. 361.
70. Silk J., Steigman G. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, p. 597.
71. Розенталь И. Л. В сб.: Элементарные частицы и космические лучи. Под ред. В. А. Безуса и И. Л. Розенталя. М., Атомиздат, 1967, с. 3.
72. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Изд. 5, М., «Наука», 1967, с. 237.
73. Wallarta M. S. Hand. der Phys. Bd XLVI/1 Springer Verlag, Berlin, 1963.
74. Дорман Л. И. Вариации космических лучей и исследование космоса. М., Изд-во АН СССР, 1963.

75. Parker E. N. Space Sci. Rev., 1969, 9, p. 651.
76. Тверской Б. А. Динамика радиационных поясов Земли. М., «Наука», 1969.
77. Rees M. J. Astrophys. Lett., 1968, 2, p. 1.
78. Pacini F., Rees M. J. Nature, 1970, 226, p. 619.
79. Jukes J. D. Nature, 1967, 216, p. 461.
80. Sturrock P. A. Astrophys. J., 1971, 164, p. 529.
81. Клепиков Н. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1954, 26, с. 19.
82. Erber T. Rev. Mod. Phys., 1966, 38, p. 626.
83. Fermi E. Z. f. Phys., 1924, 29, p. 315.
84. Weizsäcker G. Z. f. Phys., 1934, 88, p. 612.
85. Williams E. Phys. Rev., 1935, 45, p. 729.
86. Prilutskii O. F., Rosental I. L. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays. V. 6, Hobart, 1971, p. 1662.
87. Гинзбург В. Л., Жарков Г. Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 45, 2279, с. 1964.
88. Kemp J. C., Swedlung J. B. Astrophys. J. Lett., 1970, 161, p. L177.
89. Landstreet J. D., Angel J. P. Astrophys. J. Lett., 1970, 165, p. 167.
90. Кадомцев Б. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1970, 58, с. 1765.
91. Cohen R., Londequai J., Ruderman M. Phys. Rev., 1970, 25, p. 467.
92. Muller R. O., Rao A. R., Spruch L. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, p. 1136.
93. Гинзбург В. Л., Усов В. В. «Письма ЖЭТФ», 1972, 15, с. 280.
94. Canuto V., Chiu H. Y., Fassio-Canuto L. Phys. Rev., 1969, 185, p. 1607.
95. Canuto V., Chiu H. Y., Fassio-Canuto L. Phys. Rev., 1969, 188, p. 2246.
96. Chiu H. Y. Space Sci. Rev., 1971, 12, p. 1.
97. Loken J. G., Derrick M. Phys. Rev. Lett., 1963, 3, p. 334.
98. Cork B. e. a. Nuovo cimento, 1962, 25, p. 497.
99. Ferbel T. e. a. Nuovo cimento, 1965, 38, p. 12.
100. Koba Z., Takeda J. Prog. Theor. Phys., 1958, 19, p. 269.
101. Morgan D., Hughes V. Phys. Rev., 1970, D2, p. 1389.
102. Бельский С. Э., Розенталь И. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1956, 30, с. 595.

КИНЕТИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

§ 4.1

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ И ПОЛЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Распространение электронов в пространстве, заполненном магнитным полем и полем излучения, сопровождается изменением энергии частиц. Эти изменения приводят к деформации спектра электронов, что, в свою очередь, проявляется в спектре электромагнитного излучения. Извлечение информации из непрерывного спектра излучений, отражающего распространение электронов, существенно отличается от извлечения информации из линейчатых спектров. По структуре линейчатых спектров можно непосредственно судить о составе космических объектов, температуре, а иногда и о расстоянии до них. Непрерывные нетепловые спектры этих сведений не дают; на первый взгляд может показаться, что информативность непрерывных нетепловых спектров очень мала.

В действительности существенная информация заключается в форме спектра. Особенностью непрерывных спектров излучений (а также спектров первичных космических электронов в области их возникновения) является их степенная зависимость в широком интервале частот (или энергий). Энергетический спектр космических адронов также имеет квазистепенную форму (см. § 7.1).

Существуют и серьезные теоретические основания, связанные с представлениями о равновесии между космическими лучами и магнитным полем, которые приводят к выводу, что стационарные спектры космических частиц в неограниченном пространстве имеют степенную форму [1].

Спектр излучений, обусловленный такими электронами, должен иметь также степенной характер (см. § 2.1 и 2.2). Как будет показано далее в этом разделе, при распространении электронов в бесконечном пространстве, заполненном стационарно действующими источниками, степенной характер спектра излучений, как правило, сохраняется. Однако этот вывод теряет силу, если область распространения конечна или источники нестационарны. В этом случае спектры излучений претерпевают изломы, по характеру которых можно

в принципе судить о локализации источников электронов, области их распространения и временной зависимости мощности их излучения.

Для интерпретации наблюдаемых спектров электромагнитного излучения различных космических объектов необходимо развить теорию кинетики распространения электронов в электромагнитных полях.

В соответствии с общей линией книги мы ограничимся при рассмотрении кинетики распространения электронов элементарными процессами взаимодействия электронов с магнитным полем и полем электромагнитного излучения, т. е. синхротронным излучением и его реабсорбцией, а также обратным комптон-эффектом. Это не означает, что иные процессы (связанные в основном с излучением и поглощением плазменных волн в плазме, заполняющей область генерации и распространения электронов) не оказывают влияния на кинетику распространения электронов. В ряде работ [2—4] показано, что процессы взаимодействия релятивистских электронов с плазменными волнами могут ускорять электроны и даже приводить к эффективной генерации поперечных электромагнитных волн. Но в настоящее время сведения об условиях в источниках космического нетеплового излучения и параметрах плазмы в этих источниках еще слишком скудны для того, чтобы сделать вполне определенные выводы о роли плазменных процессов в кинетике распространения релятивистских электронов.

Рассмотрим линейную теорию кинетики распространения релятивистских электронов. Это означает, что мы ограничимся изучением влияния энергетических потерь электронов в заданных магнитных полях и полях электромагнитного излучения на форму спектра электронов. В линейном приближении мы пренебрегаем обратным влиянием излучения, генерируемого релятивистскими электронами, на форму их спектра. При учете обратного влияния собственного излучения уравнения кинетики становятся нелинейными. Тем не менее влияние собственного излучения на распространение электронов может сказываться в компактных источниках с большой плотностью электронов, сильными магнитными полями и мощным электромагнитным излучением. Нелинейная кинетика электронов и фотонов рассматривается в § 4.3.

Рассмотрим сначала простейшую модель распространения электронов в областях, заполненных магнитными полями и полем электромагнитного излучения. Пусть пространство заполнено изотропным электромагнитным излучением с плотностью энергии ω_γ и магнитным полем H с хаотически распределенными направлениями вектора напряженности с плотностью энергии ω_H . Источники электронов равномерно распределены по всему пространству. Подобная модель приближенно отражает ситуацию, когда длина пробега электрона значительно меньше размеров области распространения.

Мощность источников в единице объема и в интервале энергий электронов E_e , dE_e обозначим $I_e(E_e)dE_e$.

Положим

$$l_e(E_e, t) = K_e(t) E_e^{-\gamma_e} \text{ частица}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{эв}). \quad (4.1)$$

Мы рассмотрим три случая зависимости мощности источников электронов от времени:

непрерывную генерацию

$$K_e(t) = \text{const} = K_{0e}; \quad (4.2)$$

взрывную генерацию в момент $t = 0$

$$K_e(t) = K_{1e} \delta(t); \quad (4.3)$$

начало действия источников в момент $t = 0$

$$K_e(t) = K_{2e} \theta(t), \quad (4.4)$$

где θ — ступенчатая функция ($\theta(t) = 1$ при $t > 0$ и $\theta(t) = 0$ при $t < 0$).

Изменение энергии электронов в результате потерь на синхротронное излучение и обратный комптон-эффект описывается следующим уравнением:

$$-dE_e/dt = c\sigma_T (\omega_H + \omega_\gamma) (E_e/mc^2)^2. \quad (4.5)$$

Его решение имеет вид

$$1/E_e(t) = 1/E_{e0} + \frac{c\sigma_T}{(mc^2)^2} (\omega_H + \omega_\gamma) (t - t_0), \quad (4.6)$$

где E_{e0} — начальная энергия электрона в момент t_0 ; $E_e(t)$ — энергия электрона в момент $t > t_0$.

Зная изменение энергии электрона со временем, можно получить выражение для концентрации электронов как функцию времени:

$$N_e(E, t) = \int_0^{\tau_m} d\tau l_e[E'_e(t - \tau), t - \tau] \times \\ \times \frac{dE'_e(t - \tau)}{dE_e(t)} \text{ частица}/(\text{см}^3 \cdot \text{эв}). \quad (4.7)$$

Здесь $E_e(t)$ — энергия электрона в момент t ;

$$E'_e(t - \tau) = E_e \left/ \left[1 - \frac{c\sigma_T E_e \tau}{(mc^2)^2} (\omega_H + \omega_\gamma) \right] \right. \quad (4.8)$$

энергия того же самого электрона в момент $t - \tau$;

$$\tau_m(E_e) = \frac{(mc^2)^2}{c\sigma_T E_e} \cdot \frac{1}{\omega_H + \omega_\gamma} \quad (4.9)$$

наибольший возраст электрона с энергией E_e . Подставив выражения для конкретной зависимости мощности источников электронов от времени (4.2)—(4.4), получим

$$N_e(E_e) = \frac{K_{0e} E_e^{-(\gamma_e+1)}}{\gamma_e+3} \cdot \frac{(mc^2)^2}{c\sigma_T} \cdot \frac{1}{\omega_H + \omega_\gamma} \quad (4.10)$$

(непрерывная генерация);

$$N_e(E_e, t) = K_{1e} E_e^{-\gamma_e} \theta(t - \tau_m) \left(1 - \frac{t}{\tau_m}\right)^{\gamma_e+2} \quad (4.11)$$

(взрывная генерация);

$$N_e(E_e, t) = \begin{cases} K_{2e} E_e^{-\gamma_e} \frac{\tau_m}{\gamma_e+3} \left[1 - \left(1 - \frac{t}{\tau_m}\right)^{\gamma_e+3}\right] & (t < \tau_m); \\ K_{2e} E_e^{-(\gamma_e+1)} \frac{\tau_m}{\gamma_e+3} & (t > \tau_m) \end{cases} \quad (4.12)$$

(начало действия источников в момент $t=0$). Рассмотрим физический смысл полученных результатов.

В случае непрерывной генерации (4.2) спектр электронов в пространстве становится более крутым по сравнению со спектром инжектируемых электронов (показатель спектра увеличивается на единицу). Это обусловлено тем, что электроны более высоких энергий имеют сравнительно короткое время жизни по отношению к синхротронным и комптоновским потерям. Этим же вызвано и обрезание спектра электронов на высоких энергиях при взрывной генерации (4.3).

При инжекции электронов, начавшейся в момент $t=0$ (4.4), эволюцию спектра электронов можно разделить на две стадии. На первой $t \ll \tau_m$ энергетические потери не успевают существенно изменить спектр электронов, и он совпадает со спектром электронов в источниках:

$$N_e(E_e, t) = K_{2e} E_e^{-\gamma_e} t. \quad (4.13)$$

На второй стадии ($t \gg \tau_m$) спектр электронов определяется уже энергетическими потерями и выражается той же формулой (4.10), что и в случае непрерывной генерации. Поскольку момент перехода от первой стадии ко второй зависит от энергии электрона, в спектре электронов должен наблюдаться излом:

$$N_e(E_e, t) = \begin{cases} K_{2e} E_e^{-\gamma_e} t; & E_e \ll \frac{(mc^2)^2}{c\sigma_T t} \cdot \frac{1}{\omega_H + \omega_\gamma}; \\ \frac{K_{2e} E_e^{-(\gamma_e+1)}}{\gamma_e+3} \cdot \frac{mc^2}{c\sigma_T} \cdot \frac{1}{\omega_H + \omega_\gamma}; & \\ E_e \gg \frac{(mc^2)^2}{c\sigma_T t} \cdot \frac{1}{\omega_H + \omega_\gamma}. & \end{cases} \quad (4.14)$$

Излом в спектре излучения возникает также, если область распространения ограничена в пространстве и имеет место утечка электронов в этой области. Подобная модель, а также более сложные модели, в которых учитываются и другие факторы (например, ускорение частиц), изучались в работах [5—11]. Наиболее детально такого рода модели проанализированы в работе [8].

Рассмотрим задачу, решение которой представляет интерес в связи с интерпретацией рентгеновского фонового излучения (см. гл. 6).

Пусть в области пространства, заполненной излучением с энергетическим спектром $f(\epsilon)$, происходит стационарная инжекция электронов с энергетическим спектром $l(E_e)$. Взаимодействуя с первичным излучением, электроны тормозятся, порождая фотоны вторичного излучения с энергетическим спектром $N(E_\gamma)$. Если время жизни электронов в рассматриваемой области пространства мало по сравнению с временем удержания частиц, то показатель спектра вторичного излучения

$$\gamma_\gamma = - \frac{\partial [\ln N(E_\gamma)]}{\partial [\ln E_\gamma]} \quad (4.15)$$

будет удовлетворять неравенству [12]

$$\gamma_\gamma \geq 3/2 \text{ или } \alpha \geq 1/2. \quad (4.16)$$

Докажем это утверждение.

Светимость единицы объема, обусловленная обратным комптон-эффектом, связана с равновесным спектром электронов соотношением (см. § 2.2)

$$j(E_\gamma) = \int_0^\infty dE_e N(E_e) \frac{dW(E_e, E_\gamma)}{dE_\gamma}. \quad (4.17)$$

Равновесный спектр электронов $N(E_e)$ определяется выражением

$$N(E_e) = \frac{1}{(-dE_e/dt)} \int_{E_e}^\infty dE'_e l(E'_e), \quad (4.18)$$

где $(-dE_e/dt)$ — энергетические потери электрона на обратный комптон-эффект (2.58).

Преобразуя выражение (4.17) к виду

$$j(E_\gamma) = \int_0^\infty dE_e l(E_e) \int_0^{E_e} \frac{dE'}{E'^2} \chi\left(\frac{E_\gamma}{E'^2}\right) \quad (4.19)$$

и интегрируя по частям, получаем

$$\frac{dj(E_\gamma)}{dE_\gamma} \leq -\frac{1}{2} \cdot \frac{j(E_\gamma)}{E_\gamma}. \quad (4.20)$$

Поскольку интенсивность вторичного излучения линейно зависит от светимости единицы объема, из выражения (4.20) вытекает соотношение (4.16).

Ограничение (4.16) на форму спектра обратного комптоновского излучения является универсальным в том смысле, что оно не зависит ни от характера энергетического спектра первичного излучения, ни от вида спектра инжекции электронов. Единственным условием применимости полученного критерия является малость времени жизни электронов в области излучения.

Время жизни электронов высоких энергий ($E_\gamma \gtrsim 1 \text{ ГэВ}$) в межгалактическом пространстве мало по сравнению с хаббловским временем расширения Метагалактики ($t_H \sim 1/H_0 \sim 10^{10}$ лет, см. § 1.4). Поэтому условие (4.16) должно выполняться в любой модели происхождения рентгеновского фонового излучения, основанной на обратном комптон-эффекте метагалактических электронов (см. § 4.4).

§ 4.2.

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ ИСТОЧНИКАХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим кинетику электронов в нестационарных расширяющихся облаках релятивистских частиц. Это представляет особый интерес в связи с возможностью непосредственно проследить эту кинетику по наблюдаемому изменению со временем синхротронного излучения электронов. На возможность такого изменения впервые было указано для расширяющихся оболочек сверхновых звезд [13]. Конкретно речь шла о вековом ($\sim 2\%$ в год) уменьшении потока радиоизлучения от оболочки сверхновой в Кассиопее, и этот относительно небольшой эффект был вскоре обнаружен [14]. Через несколько лет были открыты более сильные изменения (причем не только уменьшение, но и возрастание) потока радиоизлучения от внегалактических радиисточников (квазаров и активных ядер галактик). У ряда квазаров изменения в радиосветимости за время порядка нескольких месяцев превосходят 10^{44} эрг/сек (если радиоизлучение изотропно), что равносильно излучению наиболее мощных радиогалактик типа Лебедь-A! Исследование подобных источников переменного радиоизлучения занимает в настоящее время значительное место во внегалактической радиоастрономии [15]. Накопление наблюдательной информации обещает дать исключительно важные сведения о природе и динамике взрывных процессов в компактных объектах.

Рассмотрим здесь простейший вопрос кинетики электронов в нестационарных источниках радиоизлучения — изменение интенсивности излучения облака релятивистских электронов, расширяющегося с нерелятивистской скоростью.

Предположим, что инжекция релятивистских электронов в расширяющееся облако прекращается на ранних стадиях расширения. Далее, предположим, что имеет место сохранение магнитного потока облака при его расширении. Тогда изменение поля с изменением радиуса облака R связано соотношением

$$H \propto 1/R^2. \quad (4.21)$$

Плотность энергии магнитного поля меняется пропорционально R^{-1} , точно так же как плотность энергии электромагнитного излучения при адиабатическом расширении.

В расширяющемся облаке электронов возможны следующие механизмы потерь энергии релятивистскими электронами.

1. Потери энергии на адиабатическое расширение; они обусловлены столкновением релятивистских электронов с неоднородностями магнитного поля, имеющими компоненту скорости в направлении расширения. Эти потери равны

$$dE_e/dt = -vE_e/R, \quad (4.22)$$

где v — скорость расширения.

2. Потери энергии на синхротронное излучение

$$dE_e/dt \propto -\omega_H E_e^2 \propto -E_e^2/R^4. \quad (4.23)$$

3. Потери энергии на обратный комптон-эффект на собственном излучении:

$$dE_e/dt \propto -\omega_\gamma E_e^2 \propto -E_e^2/R^\delta (v_e); \delta > 4. \quad (4.24)$$

Из приведенных выражений видно, что на достаточно поздней стадии расширения доминируют потери на адиабатическое расширение, медленно убывающие с увеличением радиуса облака. Энергия электронов из-за адиабатического расширения меняется по закону

$$E_e \propto 1/R. \quad (4.25)$$

Найдем теперь изменение интенсивности излучения при расширении облака релятивистских электронов со степенным спектром:

$$N_e(E_e) = K_e E_e^{-\gamma_e}. \quad (4.26)$$

Выражение для интенсивности излучения от облака электронов радиуса R в области высоких частот, где облако оптически тонкое для собственного излучения, можно записать в виде

$$F_\nu \propto K_e R^3 H^{\frac{\gamma_e+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma_e-1}{2}} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Гц}). \quad (4.27)$$

Используя соотношения (4.21), (4.24) и

$$K_e \propto 1/R^{\gamma_e+2}, \quad (4.28)$$

легко получить, что интенсивность потока излучения на фиксированной частоте ν зависит от радиуса облака, согласно

$$F_\nu \propto R^{-2\gamma_e} \propto R^{-2(2\gamma-1)}. \quad (4.29)$$

В области более низких частот, где облако оптически толстое относительно синхротронной реабсорбции, полученные выражения следует изменить. Интенсивность излучения от оптически толстого облака выражается формулой

$$F_\nu \propto H^{-1/2} R^3 \nu^{5/2}. \quad (4.30)$$

Подставив в (4.30) выражения (4.21), (4.24), (4.27), получим, что на частотах, где существенна реабсорбция,

$$F_\nu \propto R^3. \quad (4.31)$$

Интенсивность излучения от расширяющегося облака релятивистских электронов имеет максимум на частоте, при которой облако становится прозрачным для собственного излучения. По порядку величины эта частота, определяемая из выражения $\mu(\nu_m)R \sim 1$, равна

$$\nu_m \propto \left(K_e H^{\frac{\gamma_e}{2}+1} R \right)^{2/(\gamma_e+4)}. \quad (4.32)$$

Изменение частоты ν_m с радиусом облака описывается соотношением

$$\nu_m \propto R^{-(4\gamma+1)/(2\gamma+3/2)}. \quad (4.33)$$

Зависимость интенсивности источника от частоты, на которой наблюдается максимум, представляется в виде

$$F_{\nu_m} \propto \nu_m^{(7\gamma_e+3)/(4\gamma_e+6)}. \quad (4.34)$$

Эта простая теория изменений интенсивности излучения при расширении облака релятивистских электронов, обладающего самопоглощением, была разработана в работах [16, 17].

Несмотря на простоту (лучше было бы сказать, многочисленные упрощения), эта теория качественно неплохо описывает характер радиопеременности квазаров и активных ядер галактик. Однако при более детальном сопоставлении с наблюдениями выявляются определенные трудности модели. Так, сопоставление соотношения (4.34) с частотной зависимостью максимальной интенсивности переменного радиоизлучения у ряда источников привело к значению показателя энергетического спектра электронов $\gamma_e \sim 1 \pm 0,5$ [15], между тем как в среднем для радиоисточников $\gamma_e \sim 2 \div 2,5$. Данное расхождение, возможно, связано с предположением об адиабатическом уменьшении энергии электронов при расширении [$E_e \sim R^{-1}$, согласно

(4.25)]. Эта формула имеет место, если $\omega_e \ll \omega_H$. Если же $\omega_e \gg \omega_H$, то (4.34) переходит, согласно [18], в

$$F_{\gamma m} \propto v_m^{[7\gamma_e + 3 - 5\eta(\gamma_e - 1)]/[4\gamma_e + 6 - 2\eta(\gamma_e - 1)]}, \quad (4.35)$$

где фактор η учитывает отличие закона изменения энергии электронов от случая адиабатического расширения ($E_e \propto R^{-(1-\eta)}$). Легко видеть, что когда $\omega_e \gg \omega_H$, т. е. $\eta = 1$, релятивистские электроны не теряют энергии на работу расширения облака. В результате из (4.35) имеем при любом γ_e (а не только при $\gamma_e = 1$): $F_{\gamma m} \propto v_m$, что находится в согласии с наблюдениями [15]. Конкретные модели радиопеременности, в которых отсутствуют потери энергии электронов на расширение, рассмотрены в работах [19, 19a].

Другим источником количественных расхождений с наблюдениями изложенной выше модели переменности радиоисточников могут оказаться релятивистские скорости расширения или движения облаков электронов. Соответствующие эффекты проявляются, в частности, в том, что видимая скорость движения радиопеременных облаков оказывается сверхсветовой [20]. Первые шаги в создании теории, учитывающей релятивистский характер расширения и движения радиопеременных объектов, сделаны в работах [18, 21, 22].

Наблюдения взрывов во внегалактических источниках радиоизлучения, как правило, ограничены исследованием сравнительно поздних стадий взрыва. Это обстоятельство связано с тем, что максимальная интенсивность излучения на ранних стадиях взрыва приходится на миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны, наблюдения в которых осложняются поглощением в земной атмосфере. В работе [23] рассматривались некоторые следствия экстраполяции характеристик взрыва на весьма ранние стадии, когда максимум излучения приходится на инфракрасную область. Проверка этих следствий станет возможна при непрерывном патрулировании наиболее интересных радиоисточников в субмиллиметровом, а также рентгеновском и γ -диапазонах.

Интерферометрические наблюдения с высокой разрешающей способностью $\sim 10^{-4}$ " помогут выяснить, случайный или регулярный характер носит локализация тех участков компактных источников, где происходит рождение облаков релятивистских электронов, а также определить скорость расширения и движения радиопеременных структур.

§ 4.3.

КИНЕТИКА ФОТОНОВ И РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ БОЛЬШОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ

Ранее мы рассматривали кинетику распространения релятивистских электронов, если их взаимодействие сводилось либо к синхротронному излучению, либо к обратному комптон-эффекту. В ре-

В результате оказалось, что спектры фотонов и электронов, как правило, сохраняют степенную зависимость. На первый взгляд, это удивительно. Именно степенная форма спектра соответствует существенно неравновесному распределению. С другой стороны, если время существования системы достаточно велико, то должно наступать равновесие, которое для спектра фотонов характеризуется распределением Планка. Этот кажущийся парадокс имеет простое объяснение. Кинетика ранее учитывала лишь передачу энергии от электронов к фотонам; процессы, приводящие к увеличению энергии электронов, не принимались во внимание. Однако при увеличении концентрации фотонов возрастает роль процессов передачи энергии от фотонной компоненты к электронной. Здесь в первую очередь можно назвать индуцированные процессы (синхротронная реабсорбция и индуцированный комптон-эффект).

Поэтому если источники релятивистских электронов действуют достаточно долго, а область распространения электронов достаточно велика, то должно наступить равновесие. Иначе говоря, по мере повышения концентрации электронов и фотонов использованные ранее уравнения, описывающие лишь потери энергии на синхротронное излучение и обратный комптон-эффект, неприменимы. Тогда, вообще говоря, неверно считать, что магнитное поле и поле излучения являются внешними заданными параметрами, а синхротронное излучение и обратный комптон-эффект — независимыми процессами.

При увеличении плотностей энергий магнитного поля, поля излучения и релятивистских электронов все эти компоненты образуют единую систему, характеристики которой (магнитное поле H , плотность энергии излучения w_γ и плотность энергии релятивистских электронов w_e) зависят друг от друга и являются функциями координат и времени. Такую систему назовем для краткости «Elmagad» (electrons + magnetic field + radiation).

Подобная постановка задачи отвечает ситуации в реальных космических источниках. В пульсарах [24] магнитное поле в излучающих областях $\sim 10^4 - 10^8$ гс; плотность энергии релятивистских электронов $\sim 10^{10} - 10^{11}$ эрг/см³; плотность w_γ энергии излучения в радио- и рентгеновском диапазонах соответственно $\sim 10^3$ и $\sim 10^7$ эрг/см³. Очень большие значения этих величин достигаются, по-видимому, и в активных ядрах галактик и квазаров.

При столь больших значениях плотностей энергии w_e , w_γ и w_H нельзя порознь рассматривать прохождение электронов и фотонов. Здесь осуществляются условия, характерные для системы «Elmagad». Подчеркнем, что изучение этой системы представляет и самостоятельный интерес из-за возникающих сложных физических и математических проблем.

В физическом аспекте эволюцию системы «Elmagad» можно условно разделить на две стадии*. Первая соответствует неравновес-

* При изложении этого раздела мы в дальнейшем будем в основном следовать работам [25, 26].

ному состоянию, которое связано с характером спектра электронов в источниках, и описывается кинетическими уравнениями; вторая — равновесному, когда функции распределения определяются в основном законами статистики и термодинамики. Подобное разделение носит лишь условный характер, поскольку в системе может осуществиться не полное, а только частичное локальное равновесие.

Среди многих физических процессов, которые могут протекать в системе «Elmarad», особую роль играют синхротронное излучение и обратный комптон-эффект. Вследствие квадратической зависимости потерь от энергии E_e эти процессы при достаточно больших значениях E_e будут преобладать над остальными. При анализе неравновесной стадии ограничимся рассмотрением этих двух процессов. Подобное ограничение вызвано тем, что даже при таком упрощении соответствующие уравнения остаются довольно сложными. Включение же других, более второстепенных процессов, еще сильнее усложнит математическую сторону анализа системы «Elmarad». Условия преобладания указанных процессов сводятся к системе неравенств:

$$\frac{(dE_e/dt)_i}{(dE_e/dt)_s} \sim \frac{10^{-4} n_{et}}{\omega_H} \left(\frac{mc^2}{E_e} \right)^2 \ll 1; \quad (4.36)$$

$$\frac{(dE_e/dt)_r}{(dE_e/dt)_s} \sim \frac{10^{-7} n_{et}}{\omega_H} \cdot \frac{mc^2}{E_e} \ll 1, \quad (4.37)$$

где $\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_i$, $\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_r$, $\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_s$ — потери энергии на ионизацию, тормозное и синхротронное излучение соответственно; n_{et} — полная концентрация частиц (включая нерелятивистские). Если $\omega_\gamma \gg \omega_H$, то в неравенствах (4.36) и (4.37) нужно заменить ω_H величиной ω_γ .

Описание неравновесной стадии системы «Elmarad» сводится к системе уравнений:

$$\partial N_e / \partial t = -cn_1 \partial N_e / \partial r + l_e(E_e, \mathbf{r}, t) + \Phi_e(N_e, N_\gamma, H); \quad (4.38a)$$

$$\partial N_\gamma / \partial t = -cn_2 \partial N_\gamma / \partial r + l_\gamma(E_\gamma, \mathbf{r}, t) + \Phi_\gamma(N_e, N_\gamma, H); \quad (4.38b)$$

$$H = H(H_0, N_e). \quad (4.38в)$$

Здесь N_e , N_γ — концентрации электронов и фотонов с энергиями в интервалах E_e , dE_e и E_γ , dE_γ ($\mathbf{n}_1$ и $\mathbf{n}_2$ — единичные вектора вдоль направления движения электронов и фотонов). Напомним, что мощности источников электронов и фотонов обозначены l_e и l_γ . Первые члены в правой части уравнений (4.38) учитывают изменения направления движения электронов и фотонов.

Наиболее принципиальный вопрос связан с трактовкой функционалов Φ_e , Φ_γ , зависящих от характера взаимодействия электронов и фотонов.

В самой простой форме (см. § 4.1) учитывается только один тип взаимодействия (например, синхротронное излучение), а магнитное поле — заданный (внешний) параметр. Если существен обратный комптон-эффект, то задано внешнее поле излучения (например, поле

реликтового излучения). Кроме того, концентрация фотонов считается настолько малой, что можно пренебречь индуцированными процессами. Тогда, например, если $\omega_H \gg \omega_\gamma$, уравнения (4.38) распадаются на два независимых дифференциальных уравнения и выполняется тривиальное равенство:

$$H = H_0. \quad (4.39)$$

Здесь H_0 — внешнее магнитное поле.

Обобщение уравнений (4.38) возможно в нескольких направлениях. В первом пренебрегается индуцированными процессами, полагается справедливым (4.39), но принимается во внимание изменение поля излучения, обусловленное взаимодействием электронов. В этом приближении справедливы следующие уравнения:

$$\partial N_e / \partial t = \beta (\omega_H + \omega_\gamma) \frac{\partial}{\partial E_e} (E_e^2 N_e) + l_e; \quad (4.40a)$$

$$\partial N_\gamma / \partial t = \beta (\omega_H + \omega_\gamma) \int_{E_{\text{мин}}}^{\infty} E_e^2 N_e dE_e, \quad (4.40b)$$

где $\beta = c\sigma_T/(mc^2)$; $E_{\text{мин}}$ — минимальная энергия, при которой доминируют квадратические по энергиям процессы (синхротронное излучение и обратный комптон-эффект).

Уравнения (4.40) получены при дополнительных предположениях:

а) распределение электронов и фотонов изотропно (или изотропно магнитное поле и функция источников l_e);

б) $l_\gamma = 0$;

в) сечение комптон-эффекта принимается в приближенной форме:

$$\sigma(E'_\gamma) = \sigma_T \delta [E_\gamma - E'_\gamma (E_e/mc^2)^2].$$

Даже при столь упрощающих предположениях уравнения (4.40) остаются нелинейными и едва ли могут быть решены в общем виде без помощи ЭВМ.

Во втором приближении учитываются индуцированные процессы. Введение индуцированных процессов в рамках тех приближений, в которых получены уравнения (4.40), приводит к следующей системе*:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} = & \beta (\omega_H + \omega_\gamma) \frac{\partial}{\partial E_e} (E_e^2 N_e) + l_e + \\ & + \pi^2 c^3 \hbar^3 \frac{\partial}{\partial E_e} \left\{ E_e^2 \frac{\partial}{\partial E_e} \left(\frac{N_e}{E_e^2} \right) \int_0^\infty \frac{P(E_e, E_\gamma)}{E_\gamma} N_\gamma dE_\gamma + \right. \\ & \left. + c N_e \sigma_T \int_0^\infty dE_\gamma N_\gamma \int_0^\infty dE'_\gamma \delta \left[E'_\gamma - E_\gamma \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^2 \right] \frac{N_\gamma (E'_\gamma)}{E'_\gamma} \right\}; \quad (4.41) \end{aligned}$$

* Вывод уравнений см. в работе [27].

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_\gamma}{\partial t} = & -c\sigma_T N_\gamma \int_{E_{\text{емин}}}^{\infty} N_e dE_e + c\sigma_T \int_{E_{\text{емин}}}^{\infty} dE_e \left\{ N_e(E_e) \times \right. \\
& \times \int_0^{\infty} \delta \left[E_\gamma - E'_\gamma \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^2 \right] \left. N_\gamma(E'_\gamma) dE'_\gamma + \right. \\
& + \pi^2 c^3 \hbar^3 \frac{N_\gamma}{E_\gamma^2 E_{\text{емин}}} \int_{E_{\text{емин}}}^{\infty} dE_e E_e^2 P(E_e, E_\gamma) \frac{\partial}{\partial E_e} \left(\frac{N_e}{E_e^2} \right) + \\
& + \pi^2 c^4 \hbar^3 \sigma_T \int_{E_{\text{емин}}}^{\infty} dE_e \left\{ N_e(E_e) N_\gamma(E_\gamma) \frac{1}{E_\gamma^2} \int_0^{\infty} dE'_\gamma N_\gamma(E'_\gamma) \times \right. \\
& \times \delta \left[E'_\gamma - E_\gamma \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^2 \right] - \pi^2 c^4 \hbar^3 \sigma_T \times \\
& \times \int_{E_{\text{емин}}}^{\infty} dE_e \left\{ N_e(E_e) N_\gamma(E_\gamma) \int_0^{\infty} dE'_\gamma \frac{N_\gamma(E'_\gamma)}{E_\gamma'^2} \delta \left[E_\gamma - E'_\gamma \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^2 \right] \right\} ,
\end{aligned} \quad (4.42)$$

где $P(E_e, E_\gamma)$ — энергетический спектр спонтанного синхротронного излучения в области $E_\gamma \ll E_e$; при $E_\gamma \gtrsim E_e$ полагаем $P = 0$.

Последний член уравнения (4.42) описывает индуцированный комптон-эффект, остальные дополнительные по сравнению с (4.40) члены — реабсорбцию синхротронного излучения.

Уравнения (4.41), (4.42) выглядят весьма сложно; однако полезно, а иногда и необходимо для интерпретации явлений, происходящих в компактных источниках, решать уравнения такого типа.

Каковы пределы применимости уравнений (4.41), (4.42)? Уравнения получены в наинизшем приближении теории возмущений. Это означает, что учитываются только те процессы, в которых в одном акте излучается или поглощается только один фотон. Следовательно, эти уравнения не учитывают многоквантовых процессов, которые становятся существенными при очень больших концентрациях фотонов.

Условие, при котором можно пренебречь многоквантовыми процессами, запишем в виде [28]

$$(\hbar/mc)^3 \lambda N_\gamma \gtrsim \alpha^{-1}, \quad (4.43)$$

т. е.

$$\lambda N_\gamma \gtrsim 10^{23} \text{ фотон/см}^2,$$

где λ — длина волны излучения. Условие (4.43) требует очень большой концентрации фотонов. Однако, например, в пульсарах на метровом диапазоне плотность энергии излучения настолько велика,

что условие (4.43) может выполняться*. Отметим, что уравнения, которые должны описывать многофотонные процессы, настолько сложны, что сейчас можно говорить лишь о постановке вопроса.

В случае преобладания многоквантовых процессов само состояние вещества, по-видимому, не соответствует простой картине потока элементарных частиц. Возможно, возникает состояние, сходное со сплошной средой, для описания которой более адекватна релятивистская магнитная гидродинамика — область науки, которая только начинает формироваться.

Рассмотрим некоторые количественные следствия выведенных здесь уравнений. Проанализируем простейшую модель — неограниченное однородное и изотропное пространство, заполненное магнитным полем и источниками релятивистских электронов; их мощность представляется функцией

$$l_e = \begin{cases} K_e E_e^{-\gamma_e} \theta(t) & \text{частица/(сек} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{эв)} \\ 0 & E_e > E_{e\text{ мин}} \\ & E_e < E_{e\text{ мин}} \end{cases} \quad (4.44)$$

Ступенчатая функция θ отражает возникновение источников в момент $t = 0$.

Будем полагать, в соответствии с общими соображениями, которые привели нас к уравнениям (4.40)–(4.42), что состояние излучения определяется исключительно синхротронным излучением и обратным комптон-эффектом. Тогда при $t = 0$ $\omega_\gamma = 0$. Поскольку $\omega_H \neq 0$, то всегда при достаточно малых t $\omega_\gamma \ll \omega_H$.

Подобная модель имеет не только методическое значение, поскольку она приближенно соответствует оптически толстому объекту. Ее основное преимущество — простота, позволяющая проследить изменение распределений во времени.

Остановимся вначале на таких временах $t < t_r$, когда можно пренебречь реабсорбцией [см. (4.50)] и $\omega_\gamma \gg \omega_H$. Тогда [26, 27]

$$N_e = K_e E_e^{-(\gamma_e+1)} / [\beta(\gamma_e - 1) \omega_H]; \quad (4.45)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_\gamma &= \omega_Q t / (\gamma_e - 1); \\ (\beta E_{e\text{ мин}} \omega_H)^{-1} &\ll t \ll (\gamma_e - 1) \omega_H / \omega_Q; \\ \omega_Q &= \int_{E_{e\text{ мин}}}^{\infty} l_e dE_e; \end{aligned} \right\} \quad (4.46)$$

$$N_e = K_e E_e^{-\lambda_e} t, \quad (4.47)$$

если

$$t \ll (\beta E_{e\text{ мин}} \omega_H)^{-1}.$$

* По оценкам [24], в радиодиапазоне мощность излучения пульсаров $\sim 10^{31}$ эрг/сек. Полагая, что эта энергия приходится на длину волны ~ 1 м и размеры излучающей области 10^8 см, можно получить, что в этом случае $\lambda N_\gamma \approx 10^{24}$ фотон/см².

Если $t \gg (\gamma_e - 1)\omega_H / \omega_Q$, то происходит накопление фотонов и становится возможным неравенство $\omega_\gamma \gg \omega_H$; тогда в уравнениях нельзя пренебречь нелинейностью. В этом случае

$$N_e = K_e E_e^{-(\gamma_e + 1)} / \beta \omega_Q t; \quad (4.48)$$

$$\omega_\gamma = \omega_Q t / (\gamma - 1). \quad (4.49)$$

При

$$t > t_r = \left(\frac{E_H}{mc^2} \right)^3 E_e^{\gamma_e + 5} / K_e \pi^2 c^3 \hbar^3, \quad (4.50)$$

$$E_H = e H_0 \hbar / mc$$

концентрация фотонов становится настолько большой, что существенна реабсорбция. Тогда нужно использовать уравнения (4.42) без учета членов, описывающих обратный комптон-эффект. В этом случае

$$N_\gamma = E_\gamma^{\frac{3}{2}} E_H^{-\frac{1}{2}} (mc^2)^{-\frac{1}{2}} / [(\gamma_e + 2) \pi^2 c^3 \hbar^3]; \quad (4.51)$$

$$N_e = K_e' E_e^{-\gamma_e} t. \quad (4.52)$$

Подчеркнем, что решения (4.51) и (4.52) справедливы в области $E_e \gg E_{e \text{ мин}}$ и $E_\gamma \gg E_H (E_{e \text{ мин}} / mc^2)^2$.

Качественно процесс изменения функций распределения можно представить следующим образом. Вначале (малые t) концентрации электронов и фотонов возрастают; затем, вследствие того что энергия электронов переходит в излучение, концентрация электронов постоянна, а затем падает до тех пор, пока в игру не вступают индуцированные процессы; тогда устанавливается динамическое равновесие между обеими компонентами. В этом случае спектр фотонов

выражается асимптотическим законом $N_\gamma \sim E_\gamma^{\frac{3}{2}}$ (спектральный индекс $\alpha = 5/2$).

Из (4.50) следует, что величина t_r существенно зависит от значения E_e ; естественно, влияние реабсорбции быстрее проявляется при малых значениях E_e и E_γ . Указанные закономерности иллюстрируются рис. 38.

Остановимся более подробно на изменениях в спектре электронов. Как известно (см. § 4.1), синхротронные потери без учета реабсорбции приводят к замене показателя в спектре γ_e на $(\gamma_e + 1)$. Реабсорбция приводит к обратной перекачке энергии от излучения к электронам, и спектр снова восстанавливает свой первоначальный вид $\sim E_e^{-\gamma_e}$ (рис. 39)*. Однако существенно, что в этом случае во

* Уменьшение показателя γ_e вследствие реабсорбции отмечено в работах [29,30].

всех интервалах $E_e > E_{e\text{ мин}}$ спектр уже не будет иметь единую степенную форму. Из (4.47), (4.48) следует, что если

$$E_e \ll [N_e \pi^2 c^3 \hbar^3 (mc^2/E_H)^3]^{\frac{1}{5}}, \quad (4.53)$$

то спектр электронов характеризуется показателем γ_e , а при обратном неравенстве $\gamma_e \gg 1$. Реабсорбция трансформирует степенной

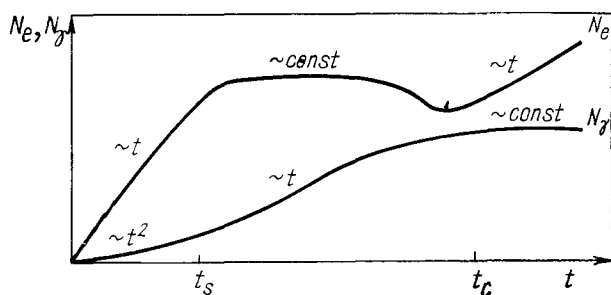


Рис. 38. Временная зависимость концентрации электронов N_e и фотонов N_γ в системе «Elmarad».

спектр в спектр с изломом. Это обстоятельство может иметь значение для интерпретации излома в спектре фоновых излучений (см. гл. 6).

Остановимся далее на совместном влиянии синхротронного излучения и обратного комптон-эффекта (без учета индуцированных про-

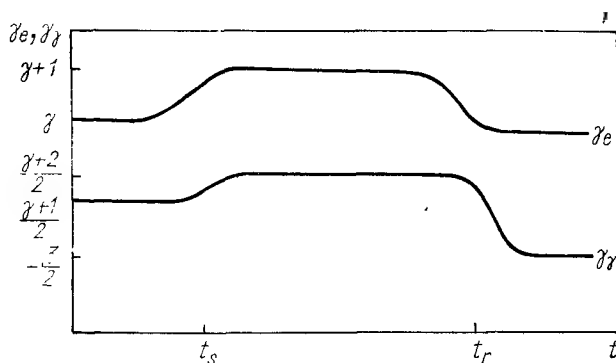


Рис. 39. Временная зависимость показателей спектров электронов γ_e и фотонов γ_γ в системе «Elmarad».

цессов). Каждый из этих процессов порознь приводит к сохранению степенного спектра фотонов, если спектр генерирующих электронов степенной (см. § 4.1). Однако если $\omega_\gamma \gtrsim \omega_H$ и спектр электронов задается формулой (4.44), то, вследствие комптоновского взаимодействия электронов с порождаемыми ими фотонами спектр излучений

имеет максимумы при значениях энергии $E_\gamma = E_H (K_{e \text{ мин}}/mc^2)^{2(1-k)}$; $k = 1, 2, 3, \dots$ (см. работы [26, 27]). По наличию этих особенностей можно в принципе судить о знаке неравенства $\omega_\gamma/\omega_H \geq 1$ и о величине $E_{e \text{ мин}}$.*

Перейдем к анализу равновесного состояния системы «Elmagad». Здесь возникают два основных вопроса: какие процессы приводят к установлению равновесия и при каких условиях устанавливается равновесное (или стационарное) состояние.

В общем виде дать ответ на эти вопросы нельзя. Установление равновесия обуславливается многими процессами, относительный вклад которых зависит от соотношений между величинами N_e , N_γ , ω_H и T . Однако для некоторых частных случаев можно дать вполне определенный ответ. Рассмотрим однородную систему. Если источник не отключается, то, очевидно, стационарное состояние отсутствует. Возможен, однако, случай (если, например, реабсорбция не существенна), когда спектр электронов стационарен, а спектр фотонов зависит от времени [см. (4.69)]. По мере накопления фотонов начинает сказываться реабсорбция; энергия источников переходит к электронам; спектр фотонов становится стационарным, в то время как концентрация электронов возрастает со временем (4.52). Для того чтобы установилось стационарное и равновесное состояние, необходимо ограничение источников либо в пространстве, либо во времени, либо и то и другое вместе. Равновесие может установиться при включении процессов диссипации энергии электронов или фотонов (например, образования пар, аннигиляции или индуцированных процессов).

Новым фактором является важная, а подчас и решающая, роль индуцированных процессов.

Покажем, что если $kT \gg mc^2$ и $\omega_H > \omega_K \sim N_e kT$ (где ω_K — плотность кинетической энергии), то равновесие определяется синхротронным излучением и его реабсорбцией. Это утверждение следует из сопоставления энергетических потерь электронов на различные процессы:

$$(dE_e/dt)_s \sim c\sigma_T \omega_H (kT/mc^2)^2; \quad (4.54a)$$

$$(dE_e/dt)_i \sim c\sigma_T N_e mc^2; \quad (4.54б)$$

$$(dE_e/dt)_r \sim \alpha c\sigma_T N_e kT; \quad (4.54в)$$

$$(dE_e/dt)_a \sim c\sigma_T N_e (mc^2/kT)^2 kT; \quad (4.54г)$$

$$(dE_e/dt)_p \sim \alpha^2 c\sigma_T N_e kT \quad (4.54д)$$

(см. гл. 2); индексы s, i, r, a, p отвечают синхротронному излучению, упругим соударениям (ионизационным потерям), тормозному излучению, аннигиляции и прямому образованию пар. Если $kT \gg mc^2$,

* Особенности в спектре излучения, обусловленные обратным комптон-эффектом, были получены ранее [31]. В этой работе принималось, что спектр электронов обрезан сверху (при $E > E_{e \text{ макс}} Q = 0$) и задача решалась в линейном приближении.

то три первых процесса приводят к наибольшим потерям. Поскольку

$$\frac{(dE_e/dt)_s}{(dE_e/dt)_i} \sim \frac{\omega_H}{N_e kT} \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^3 \gg 1; \quad (4.55a)$$

$$\frac{(dE_e/dt)_s}{(dE_e/dt)_r} \sim \frac{\omega_H}{\alpha N_e kT} \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^2 \gg 1, \quad (4.55b)$$

первый процесс — определяющий для установления равновесия. Здесь мы встречаемся со случаем, когда именно индуцированный процесс вносит решающий вклад.

Вывод об определяющей роли синхротронных процессов становится несправедливым при уменьшении магнитного поля или температуры T . Если $kT \ll mc^2$, то мы приходим к обычной нерелятивистской плазме, где преобладает кулоновское взаимодействие; если $kT \gg mc^2$, но $\omega_H \ll \omega_k$ и $N_e mc^2 \gg \omega_H (kT/mc^2)^2$, то опять основную роль играют кулоновские взаимодействия; если же $kT \gg mc^2$; $\omega_H \ll \omega_k$, $\alpha N_e > \omega_H kT/(mc^2)^2$, то — радиационные процессы.

Таким образом, при уменьшении T (но неизменном H) роль синхротронного излучения и реабсорбции в установлении равновесия уменьшается.

В том случае, если решающую роль играют синхротронное излучение и реабсорбция, для анализа нужно использовать уравнение (4.42) без членов, описывающих обратный комптон-эффект. Анализ этого уравнения привел к заключению, что в случае однородного неограниченного источника в стационарном состоянии (после выключения источников) устанавливаются спектр Максвелла для электронов и спектр Планка для фотонов*.

В работе [30] исследовалось стационарное решение для оптически толстого ограниченного источника; было получено, что если спектр в источниках имеет степенной вид с показателем $\gamma_e > 0$, то спектр электронов сохраняет степенную форму; если же $\gamma_e < 0$, то спектр термализуется. Можно показать, что если спектры в источниках имеют максимум, то они термализуются. Этот результат носит весьма общий характер, поскольку практически всегда спектр электронов имеет максимум (из-за обрезания его при $E_e = E_{e\text{ макс}}$).

До сих пор рассматривалось состояние полного равновесия. Возможно также и частичное установление равновесия. Это обусловлено тем, что в разных энергетических интервалах наиболее существенный вклад вносят различные процессы. Простейший пример — протяженный сгусток электронов большой плотности в магнитном поле. Длинноволновая часть излучения может поглощаться вследствие реабсорбции, а коротковолновая (для которой характерно относительно малое сечение σ_T) может практически без поглощения проходить весь сгусток.

* Строго говоря, из уравнений (4.41) и (4.42) получается спектр Планка только в рэлей-джинсовской области [из-за приближения, использованного при выводе (4.41) и (4.42)].

Возможно, что подобная ситуация определяет излучение пульсаров [26]. Как известно (см. [24]), длинноволновая часть излучения пульсаров интерпретируется как следствие когерентного механизма, а коротковолновая (оптический и рентгеновский диапазоны) — результат обычного синхротронного излучения. Здесь в принципе есть возможность объяснить весь спектр с единой точки зрения, поскольку передний фронт сгустка при подходящих условиях может излучать когерентно.

Затронем далее принципиальный вопрос о температурном пределе описания равновесного состояния релятивистской плазмы как идеального газа (т. е. распределением Максвелла и Планка).

Этот вопрос сводится к двум: а) возможности использовать однофотонное приближение, т. е. пренебречь многоквантовыми процессами*, и б) определения температуры включения других взаимодействий, помимо электромагнитных. Оценки, основанные на соотношении, аналогичном (4.43), показали, что практически предел применимости однофотонного приближения при вычислении равновесных функций отсутствует. Можно ожидать, что этот предел наступит лишь при $T \sim mc^2 e^{1/a}/k$, т. е. при температурах, не осуществляющихся в природе [26].

Включения других взаимодействий можно ожидать при характерных для них энергиях. Для сильного взаимодействия это $T \sim \sim m_\pi c^2/k \sim 10^{12} \text{ К}$ — когда начинают образовываться пионы, а для слабого взаимодействия, для которого характерно быстрое возрастание сечения с энергией, это значение $kT \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ эв}$ ($T \sim 10^{16} \text{ }^\circ \text{К}$), когда взаимодействие делается существенным (подробнее см. гл. 7). Таким образом, вплоть до $T \sim 10^{12} \text{ К}$ можно с уверенностью использовать обычные равновесные функции распределения.

До сих пор мы не касались устойчивости полученных решений. Как обычно, этот вопрос весьма сложен и не имеет однозначного ответа.

Можно отметить, что, по-видимому, основной причиной неустойчивости будет отрицательная реабсорбция. Здесь возможны две формы ее проявления: а) взаимодействие релятивистских пучков с холодной плазмой (см. § 2.1) и б) возникновение отрицательной реабсорбции на релятивистских электронах самого пучка. Устойчивость относительно последнего процесса была рассмотрена для однородного и изотропного случая [33], где показано, что неустойчивость (отрицательная реабсорбция) может возникнуть при условии

$$\omega_e/\omega_H \gtrsim (E_e/mc^2)^4. \quad (4.56)$$

Это условие было выведено в предположении $E_e \gg mc^2$, тогда неравенство (4.56) не является сильным ограничением, поскольку оно требует существенного нарушения условия равнораспределения (т. е. $\omega_e \gg \omega_H$).

* Напомним, что распределение Планка получается в однофотонном приближении (см., например, работу [32]).

КАСКАДНЫЕ ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

До сих пор мы рассматривали энергетические потери электронов, взаимодействующих с магнитным полем или электромагнитным излучением, как непрерывный процесс. В этом предположении кинетика трансформации электронных спектров описывалась дифференциальными уравнениями.

Но при достаточно высоких энергиях электронов излучаемый синхротронным механизмом или рассеиваемый в результате обратного комптон-эффекта фотон уносит заметную часть энергии электрона. Процесс энергетических потерь в этом случае уже нельзя рассматривать как непрерывный, и для описания кинетики распространения электронов необходимо использовать интегро-дифференциальные уравнения.

Этим усложнение кинетики распространения электронов высокой энергии в поле электромагнитного излучения не ограничивается. Как отмечалось в гл. 2, при достаточно высоких энергиях возможны процессы фотон-фотонного взаимодействия (образования электрон-позитронных пар при фотон-фотонных столкновениях и при движении фотона в магнитном поле). Эти процессы становятся существенными в той же области энергий, где перестает выполняться предположение о непрерывности потерь энергии электронами.

Из сказанного выше следует, что при высоких энергиях распространение электронов и фотонов носит каскадный характер. Электрон при столкновении с фотонами фонового излучения образует фотон, который, в свою очередь, образует электрон-позитронную пару, и т. д. Этот процесс прекращается, когда энергия фотонов становится настолько малой, что вероятность образования электрон-позитронной пары при столкновениях с фотонами фонового излучения на характерном размере изучаемого объекта будет много меньшей единицы. После этого фотоны распространяются свободно, а электроны непрерывно теряют свою энергию малыми порциями.

Отметим, что каскадные процессы в космических условиях протекают иначе, чем известные каскадные электромагнитные процессы в земных условиях. В последнем случае каскадные процессы обусловлены взаимодействием электронов с частицами среды.

Каскадный характер распространения космических электронов и фотонов высокой энергии в поле электромагнитного излучения впервые был отмечен в работе [34].

Уравнения, описывающие каскадный процесс распространения электронов и фотонов в поле электромагнитного излучения, имеют следующий вид:

$$\partial N_e / \partial t = - N_e W_e + \int_{E_e}^{\infty} dE'_e N_e(E'_e) dW_e / dE_e +$$

$$+ \int_{E_e + mc^2}^{\infty} dE_{\gamma} N_{\gamma}(E_{\gamma}) dW_{\gamma}/dE_e; \quad (4.57a)$$

$$\partial N_{\gamma}/\partial t = -N_{\gamma} W_{\gamma} + \int_{E_{\gamma} + mc^2}^{\infty} dE_e N_e dW_e(E_e, E_e - E_{\gamma})/d(E_e - E_{\gamma}). \quad (4.57b)$$

Здесь $W_e(E_e)$ — полная вероятность комптон-эффекта электрона с энергией E_e в единицу времени, просуммированная по спектру фонового излучения; $W_{\gamma}(E_{\gamma})$ — полная вероятность образования пар фотоном с энергией E_{γ} ; $dW_e(E_e, E'_e)/dE'_e$ — дифференциальная вероятность образования электрона в интервале энергий E'_e , dE'_e в процессе обратного комптон-эффекта электрона с начальной энергией E_e ; $dW_{\gamma}(E_{\gamma}, E_e)/dE_e$ — дифференциальная вероятность образования электрона с энергией в интервале E_e , dE_e в процессе образования пар фотоном с энергией E_{γ} .

В этом параграфе мы ограничимся качественным анализом кинетики распространения электронов и фотонов высоких энергий в поле электромагнитного излучения (см. работы [35, 36]).

Рассмотрим сначала каскадный процесс в области высоких энергий электронов и фотонов:

$$E_e, E_{\gamma} \gg (mc^2)^2/\epsilon_r. \quad (4.58)$$

Для каскадных процессов энергия $E_t = (mc^2)^2/\epsilon_r$ играет роль критической энергии.

Основными особенностями элементарных процессов (комpton-эффекта и рождения электрон-позитронных пар) в области высоких энергий являются:

быстрое убывание вероятностей элементарных процессов с энергией

$$W_{\gamma, e} \propto E_t/E_{\gamma, e}; \quad (4.59)$$

резко неравномерное распределение продуктов реакции по энергиям; в обратном комптон-эффекте при выполнении условия (4.58) энергия вторичного электрона по порядку величины равна $E'_e \sim E_t$

$$E_t \ll E_{\gamma} \sim E_e - E_t, \quad (4.60)$$

а в процессе рождения пар энергия одного из электронов почти равна энергии фотона, в то время как энергия второго электрона сравнительно мала ($E'_e \sim E_t$).

Эти особенности приводят к эффективному увеличению «прозрачности» поля электромагнитного излучения для электронов и

фотонов высоких энергий. Каскадному процессу в области высоких энергий (4.58) свойственна характерная особенность: одна из частиц (электрон или фотон) сохраняет высокую энергию (порядка начальной энергии частицы, инициирующей каскадный процесс), в то время как все другие частицы каскадного процесса обладают меньшей энергией ($E_{e,\gamma} \gg E_t$). Это обстоятельство приводит к тому, что длина пробега $\lambda_{e,\gamma}$ частицы высокой энергии* в поле электромагнитного излучения увеличивается с энергией в соответствии с соотношением

$$\lambda_{e,\gamma}(E_{e,\gamma})/\lambda_{e,\gamma}(E_t) \sim (E_{e,\gamma}/E_t)^2. \quad (4.61)$$

Согласно (4.61), прозрачность реликтового излучения для электронов высокой энергии быстро увеличивается с ростом энергии фотонов. Тем не менее трудно ожидать, что электроны и фотоны достаточно высокой энергии смогут свободно распространяться в межгалактическом пространстве без существенных потерь энергий.

Во-первых, серьезной помехой на пути распространения электронов высоких энергий в межгалактическом пространстве будут межгалактические магнитные поля. Энергетические потери на синхротронное излучение возрастают пропорционально квадрату энергии электронов вплоть до очень высоких энергий:

$$E_e \lesssim mc^2 \frac{H_K}{H}. \quad (4.62)$$

Для того чтобы синхротронные потери энергии электронами не нарушали хода каскадного процесса, должно выполняться следующее ограничение на плотность энергии магнитного поля в межгалактическом пространстве:

$$\omega_H \ll \omega_\gamma (E_t/E_{e,\gamma})^3. \quad (4.63)$$

Во-вторых, при достаточно высоких энергиях ($E_{e,\gamma} \gg 10^{18}$ эв) электронов и фотонов основным процессом взаимодействия становится взаимодействие не с реликтовым излучением, а с нетепловым фоновым радиоизлучением [37, 38].

Указанные обстоятельства приводят к тому, что Метагалактика остается непрозрачной для электронов и фотонов высоких энергий.

Перейдем теперь к рассмотрению конечной стадии каскадного процесса. Очевидно, что в конечном счете почти вся энергия начальной частицы перейдет к фотонам малой энергии, образующимся при обратном комптон-эффекте электронов с энергией $E_e \ll E_t$. Из качественных соображений можно получить форму спектра фотонов в конечной стадии каскадного процесса [35, 36].

* Как обычно, индекс e относится к электронам, индекс γ — к фотонам.

Конечная стадия каскадного процесса определяется взаимодействием фотонов с «хвостом» планковского распределения равновесного реликтового излучения. Поэтому вероятность образования пары фотоном очень сильно зависит от его энергии: $W_\gamma(E_\gamma) \sim e^{-(mc^2)^2/E_\gamma kT}$. Из этого следует допущение, существенно упрощающее оценки.

Пусть E_{γ_1} — энергия фотона, при которой оптическая толща источника для γ -кванта равна 1:

$$LdW_\gamma(E_{\gamma_1})/dx = 1, \quad (4.64)$$

где L — характеристический размер источника.

При малых энергиях $E_\gamma < E_{\gamma_1}$ фотоны слабо взаимодействуют с излучением; положим в этом случае $W(E_\gamma) = 0$. При больших энергиях ($E_\gamma > E_{\gamma_1}$) фотоны поглощаются на расстояниях, много меньших L . Поэтому можно считать, что фотоны таких энергий не доходят до наблюдателя.

Из этого предположения следует, что спектр каскадных фотонов должен обрестись при энергии E_{γ_1} . Минимальная энергия электронов, рождающихся в каскадном процессе равна $E_{\gamma_1}/2$.

Подставляя в (4.17) простое выражение для интенсивности обратного комптоновского излучения (см. § 2.2)

$$dW/dE_\gamma = \frac{4}{3} \sigma_T \omega_r (E_e/mc^2) \delta[E_\gamma - \frac{4}{3} \langle \epsilon \rangle (E_e/mc^2)], \quad (4.65)$$

можно рассчитать энергетический спектр каскадных фотонов:

$$N_\gamma(E_\gamma) = KE_\gamma^{-3/2} \quad (4.66)$$

в области малых энергий

$$E_\gamma \lesssim \frac{1}{3} \langle \epsilon \rangle (E_{\gamma_1}/mc^2)^2. \quad (4.67a)$$

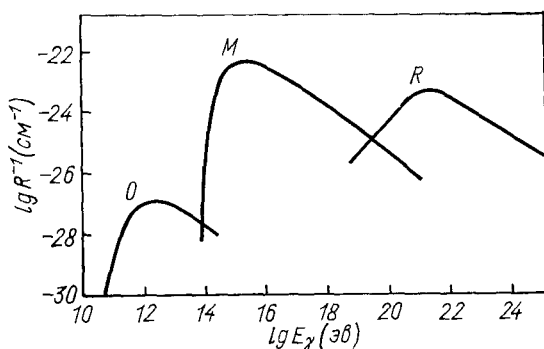


Рис. 40. Зависимость пробега фотонов в Метагалактике от энергии фотона E_γ [38]:

R соответствует взаимодействию фотонов с фоновым радионизлучением; M — взаимодействию с микроволновым реликтовым излучением; O — взаимодействию с фоновым оптическим излучением.

Анализ каскадных уравнений (4.57) показал, что в промежуточном интервале энергий фотонов

$$\frac{\langle \varepsilon \rangle}{3} \left(\frac{E_{\gamma 1}}{mc^2} \right)^2 \lesssim E_{\gamma} \lesssim E_{\gamma 1} \quad (4.676)$$

спектр каскадных фотонов можно считать степенным, с показателем γ_{γ} , равным $1,8 \div 1,9$. Коэффициент пропорциональности K в соотношении (4.66) можно оценить, исходя из условия сохранения энергии в течение каскадного процесса:

$$\int_0^{E_{\gamma 1}} dE_{\gamma} E_{\gamma} N_{\gamma}(E_{\gamma}) = E_{e,\gamma}^{(0)}. \quad (4.68)$$

Пробеги электронов и фотонов высокой энергии ($E_{e,\gamma} \gg E_i$) малы по сравнению с характерными метagalacticкими расстояниями (рис. 40). Поэтому распространение фонового γ -излучения высокой энергии в Метагалактике носит каскадный характер (подробнее см. [35, 36]).

§ 4.5.

КИНЕТИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ АДРОНОВ

В астрофизике высоких энергий влияние энергетических потерь на форму спектров адронов играет гораздо меньшую роль, чем аналогичный эффект для электронов. Это объясняется тем, что для адронов высоких энергий основным механизмом энергетических потерь являются ядерные взаимодействия, в которых зависимость энергетических потерь от энергии адрона E_h имеет линейный характер (см. § 3.1).

Легко показать, что линейная зависимость энергетических потерь от энергии приводит к отсутствию модуляции энергетического спектра адронов. Рассмотрим простейшую модель — все пространство заполнено источниками космических лучей со степенным спектром

$$l_h(E_h) = K_h E_h^{-\gamma_h} \text{ частица}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{эв}). \quad (4.69)$$

В этом случае кинетическое уравнение для концентрации адронов $N_h(E_h)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial E_h} \left[\frac{dE_h}{dt} N_h \right] = l_h, \quad (4.70)$$

и его решение для источников со степенным спектром (4.69) тоже имеет степенной вид:

$$N_h = \frac{2K_h \lambda_h}{c(\gamma_h + 1)} E_h^{-\gamma_h}, \quad (4.71)$$

λ_h — пробег адронов, см.

Ситуация не изменится, если рассматривать потери энергии на расширение Вселенной, поскольку зависимость потерь на расширение от энергии также линейна:

$$dE_h/dt = -E_h H(t). \quad (4.72)$$

Здесь $H(t)$ — постоянная Хаббла.

Следовательно, влияние энергетических потерь на форму спектра адронов следует ожидать только в тех диапазонах энергии, где зависимость потерь от энергии нелинейна. Поэтому модуляция энергетического спектра космических лучей может проявиться в нерелятивистской области энергий, где доминируют ионизационные потери (см. § 3.3), и в области сверхвысоких энергий ($E_h \gtrsim 10^{15}$ эв), где проявляются энергетические потери на взаимодействие с электромагнитным излучением (см. § 3.2 и гл. 7).

Изменение спектра субкосмических лучей в Метагалактике, обусловленное ионизационными потерями, рассматривалось в работах [39—41]. Мы подробно остановимся на этом вопросе в § 6.4 в связи с интерпретацией рентгеновского фонового излучения.

В межгалактическом пространстве потери энергии на расширение Вселенной доминируют над ядерными потерями:

$$\lambda_h H_0 / \rho c \approx 10^3. \quad (4.73)$$

Поэтому значение энергии, при которой начинают проявляться взаимодействия космических лучей с электромагнитным излучением, определяется из равенства энергетических потерь, обусловленных расширением Вселенной (4.72), и энергетических потерь на взаимодействие с излучением dE_h/dt :

$$-\frac{1}{E_{ht}} \cdot \frac{dE_h(E_{ht})}{dt} = H(t). \quad (4.74)$$

Энергия E_{ht} определяет положение излома в спектре космических лучей (см. § 7.1).

Список литературы

1. Сыроватский С. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1961, 40, р. 1788.
2. Цытович В. Н. Препринт ФИАН № 12, 1968.
3. Цытович В. Н., Чихачев А. С. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 483.
4. Чихачев А. С. Диссертация. МИФИ, 1971.
5. Каплан С. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1955, 29, с. 406.
6. Tunner H. E. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, р. 184.
7. Hoyle F. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 120, р. 338.
8. Кардашов Н. С. «Астрон. ж.», 1962, 39, р. 393.
9. Hirth W. Z. Astrophys. 1967, 65, р. 48.
10. Melrose D. Astrophys. Space. Sci., 1969, 5, р. 131.
11. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Шукалов И. Б. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 832.
12. Прилуцкий О. Ф. «Астрон. ж.», 1973, 50 (в печати).
13. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1960, 37, с. 256.
14. Högbom J. A., Shakeshaft J. R. Nature, 1961, 189, р. 561.

15. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1968, 6, p. 417.
16. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1965, 42, с. 30.
17. Van der Laan H. *Nature*, 1966, 211, p. 1131.
18. Ozerov L. M., Sazonov V. N. *Astrophys. Space Sci.*, 1969, 3, p. 365.
19. Kurilchik V. N. *Astrophys. Lett.*, 1972, 10, p. 115.
- 19a. Озерной Л. М., Улановский Л. Э. Препринт ФИАН № 141, 1973.
20. Knight C. A. e. a. *Science*, 1971, 172, p. 52.
21. Rees M. J. *Montly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1967, 135, p. 345.
22. Ozerov L. M., Sazonov V. N., *Nature*, 1968, 219, p. 467.
23. Шкловский И. С. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 742.
24. Гинзбург В. Л. «Успехи физ. наук», 1971, 103, с. 393.
25. Очелков Ю. П., Розенталь И. Л., Шукалов И. Б. «Ядерная физика», 1971, 13, с. 804.
26. Очелков Ю. П. и др. Препринт ИКИ № 51, 1971.
27. Очелков Ю. П. Дипломная работа. МИФИ, 1971.
28. Никишов А. И., Ритус В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1964, 46, с. 776.
29. Цытович В. Н. «Изв. вузов. Радиофизика», 1963, 6, с. 918.
30. Mc Cray R. *Astrophys. J.*, 1969, 156, p. 329.
31. Rees M. J. *Montly Notices. Roy. Astron. Soc.*, 1968, 137, p. 429.
32. Гайтлер В. Квантовая теория излучения Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
33. Сазонов В. Н. «Астрон. ж.», 1969, 46, № 5.
34. Hayakawa S. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 1966, 37, p. 594.
35. Prillutsky O. F., Rozental I. L. *Acta Phys. Hung.*, 1970, 29, Suppl. I, p. 51.
36. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, 33, с. 1776.
37. Березинский В. С. «Ядерная физика», 1970, 11, с. 399.
38. Gould R. J., Schreder G. P. *Phys. Rev.*, 1967, 155, p. 1408.
39. Hayakawa S. *Progr. Theor. Phys.*, 1969, 41, p. 1592.
40. Silk J., McCray R. *Astrophys. Lett.*, 1969, 3, p. 59.
41. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1971, 48, с. 489.

ЭЛЕКТРОНЫ В ГАЛАКТИКЕ

§ 5.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВБЛИЗИ ЗЕМЛИ

Первичное космическое излучение состоит в основном из адронов. Интенсивность электронной компоненты за пределами атмосферы составляет менее 1% полной интенсивности космических лучей.

Указанное обстоятельство обуславливает экспериментальные трудности изучения первичных космических электронов.

Во-первых, регистрация космических электронов проводится на сильном фоне адронов. Поэтому для выделения событий, вызываемых электронами, приходится использовать характерные особенности взаимодействия электронов с веществом, отличающие их от ядерных частиц. Для идентификации электронов в области малых энергий ($E_e < 100 \text{ МэВ}$) используется различие между ионизационными потерями релятивистских электронов и нерелятивистских адронов. В области более высоких энергий электроны и адроны различаются по свойствам ливней, образованных частицами высоких энергий при прохождении через вещество. Эти линии наблюдаются с помощью фотоэмульсий или искровых камер. Кроме того, для идентификации электронов часто применяют газовые черенковские счетчики, регистрирующие частицы со скоростями выше порогового значения. Нередко используется сочетание нескольких методов.

Во-вторых, наблюдения первичных космических электронов проводятся на сильном фоне вторичных, образующихся при взаимодействии первичного космического излучения с атмосферой. Для выделения первичных электронов приходится использовать косвенные методы, экстраполируя зависимость интенсивности излучения от глубины атмосферы к границе атмосферы. Заметную неопределенность в величину интенсивности первичных электронов вносят так называемые дважды альбедные (re-entrant) электроны — вторичные электроны, образующиеся в сопряженных точках магнитного поля Земли и распространяющиеся вдоль силовых линий магнитного поля.

Поэтому не удивительно, что первые наблюдения первичных космических электронов были проведены только в 1961 г. [1]. И даже сейчас, после десятков экспериментов по регистрации первичных космических электронов, полной ясности в экспериментальной ситуации нет. Нередко результаты экспериментов различных групп

в одном и том же энергетическом интервале различаются на порядок.

Подробный обзор экспериментов по регистрации первичных космических электронов приведен в работе [2] (см. также [3, 4]). На рис. 41 показаны результаты измерений дифференциального энергетического спектра первичного электронного излучения вблизи Земли.

В интересующем нас интервале высоких энергий электронов ($E_e > 200 \text{ МэВ}$) спектр электронов имеет вид [2]:

$$P_e(E_e) = \begin{cases} 30 E_e^{-1,3} \text{ электрон} \times \\ \times (\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ})^{-1} & (5.1) \\ 126 E_e^{-2,6} \end{cases}$$

при $E_e < 3 \text{ ГэВ}$ и $E_e > 3 \text{ ГэВ}$ соответственно.

Нужно отметить, что спектр электронов в галактическом пространстве в области энергий $E_e \leq 10 \text{ ГэВ}$ отличается от наблюдаемого вблизи Земли спектра (5.1) из-за солнечной модуляции,

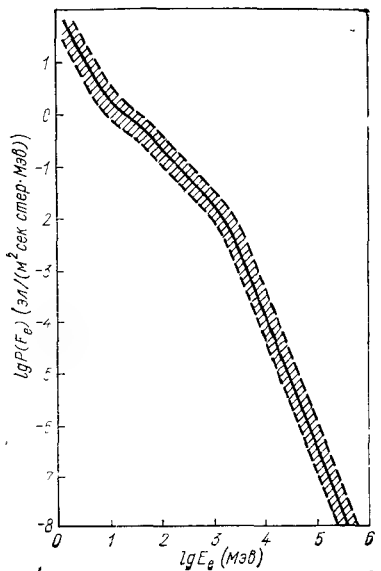


Рис. 41. Энергетический спектр первичных космических электронов вблизи Земли.

обусловленной влиянием солнечного ветра на поток галактических космических лучей. Недостаточное количество экспериментальных данных по вариациям потока космических электронов не позволяет в настоящее время надежно оценить влияние солнечной модуляции на спектр электронов (подробности см. [2, 5]). Тем не менее излом в спектре первичных электронов при $E_e \sim 3 \text{ ГэВ}$ нельзя объяснить влиянием одной только солнечной модуляции.

Энергетический спектр первичных космических электронов в настоящее время известен до энергий порядка 1000 ГэВ [6—9]. Изучение электронов столь высоких энергий представляет большой интерес в связи с анализом распространения и удержания космических лучей в Галактике (подробнее см. § 5.2). Статистическая надежность результатов в этом диапазоне энергий невелика, но полученные результаты, по-видимому, говорят в пользу отсутствия второго излома в спектре электронов вплоть до нескольких сот гигаэлектронвольт.

Важнейшей характеристикой первичной электронной компоненты космических лучей является отношение потоков электронов и позит-

ронов. В области энергий выше нескольких десятков мегаэлектрон-вольт единственным способом различить электроны и позитроны служит разное отклонение частиц в магнитном поле. В области энергий до 10 Гэв используются наблюдения траекторий электронов в искусственных магнитах, помещенных на баллонах [10], в области более высоких энергий используется естественный магнит — Земля.

В работе [11] отношение потоков позитронной и электронной компонент в области энергий порядка десятков гигаэлектронвольт измерялось по так называемой восточно-западной асимметрии*.

Из-за трудностей эксперимента и малой статистики наблюдений результаты измерений зарядового отношения потоков

$$\eta = I_{+}/(I_{+} + I_{-}) \quad (5.2)$$

не отличаются большой точностью. В табл. 20, заимствованной из обзора [2], приведена сводка экспериментальных данных по измерению зарядового отношения η .

Несмотря на малую точность измерений, из данных, приведенных в табл. 20, можно сделать вывод, что электронная компонента космического излучения не возникает в процессе взаимодействия космических лучей с газом (в этом случае величина потока позитронов должна быть близка к величине потока электронов), а является первичной — ускоряется в источниках космических лучей.

В § 5.2 мы увидим, что электронная компонента первичных космических лучей может служить важным источником информации об источниках космических лучей и структуре магнитного поля в областях удержания космических лучей в Галактике. Поэтому уточнение экспериментальных данных об энергетическом спектре первичных космических электронов, зависимости зарядового отношения от энергии, влиянии солнечной модуляции на электронную компоненту галактического космического излучения крайне необходимо.

Значительного увеличения точности и надежности экспериментальных данных следует ожидать от приборов, размещенных на искусственных спутниках Земли и долговременных орбитальных станциях.

ТАБЛИЦА 20

Зарядовое отношение электронов в первичных космических лучах

Интервал энергий E_e , Гэв	Зарядовое отношение η
0,17—0,44	$0,29 \pm 0,07$
0,44—0,86	$0,10 \pm 0,07$
0,86—1,70	$0,08 \pm 0,02$
1,70—4,2	$0,046 \pm 0,018$
4,2—8,4	$0,01 \pm 0,08$
8,4—14,3	$0,15 \pm 0,18$

* Восточно-западная асимметрия — это обусловленное земным магнитным полем различие между потоком частиц, приходящих с запада и с востока. Величина этой асимметрии зависит от знака заряда первичных частиц.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЛАКТИКЕ

Распространение релятивистских электронов в Галактике отличается от распространения адронной компоненты космического излучения. Дело в том, что электроны при своем движении в пространстве, заполненном магнитным полем и полем электромагнитного излучения, непрерывно теряют энергию, согласно формуле

$$-dE_e/dt = c\sigma_T \Gamma_e^2 (\omega_\gamma + \omega_H) \quad (5.3)$$

(см. гл. 2), в то время как средние потери адронов при прохождении ими межзвездной и особенно межгалактической среды относительно невелики (см. § 3.1). Потеря энергии приводит к существенному отличию спектра электронов в космическом пространстве от их спектра в источниках (см. гл. 4).

В этом параграфе мы рассмотрим процесс распространения космических электронов в Галактике, что является полезной иллюстрацией общих положений о кинетике распространения электронов (см. гл. 4).

Конечная цель нашего исследования — оценить верхнюю границу мощности испускания Галактикой релятивистских электронов. Этот вопрос актуален в связи с обсуждением природы метагалактических фоновых излучений (см. гл. 6).

Модели распространения космических лучей в Галактике можно грубо разделить на две крайние группы. В первой считается, что область, где сосредоточены источники космических лучей (в том числе и электронов), а также область их распространения совпадают с галактическим диском.

В другой группе моделей областью сосредоточения источников космических лучей также является галактический диск, но область распространения намного превышает его размеры и совпадает с гало.

Проблема наличия гало у нашей галактики весьма сложна и далека от разрешения (о строении Галактики см. § 1.1). Не касаясь всей проблемы гало, упомянем о существовании следующих типов гало [12]: 1) физического гало, соответствующего переходной области от галактической концентрации вещества ($\sim 0,1 \text{ см}^{-3}$) к метагалактической ($\sim 10^{-5} \text{ см}^{-3}$); 2) радиогало, соответствующего области радиоизлучения Галактики, и 3) гало космических лучей, соответствующего области сосредоточения космических лучей*. Поэтому сама форма гало может существенно зависеть от его определения. Нас в дальнейшем будет интересовать гало релятивистских электронов.

Вообще говоря, гало космических электронов не обязано совпадать с гало адронов. Если даже справедливо диффузионное прибли-

* Отметим, что идея радиогало была выдвинута в работе [13], а физического гало — в работе [14].

жение, гало космических адронов может превышать гало электронов вследствие значительно больших энергетических потерь электронов.

В задаче о распространении электронов в Галактике обычно определяются три независимые величины: средняя напряженность магнитного поля, поперечные размеры гало R_{hal} (продольные размеры считаются совпадающими с радиусом галактического диска R_d) и коэффициент диффузии D , который считается постоянным.

Результаты расчета сравниваются со следующими данными наблюдений: спектром космических электронов на границе земной магнитосферы; интенсивностью нетеплового (синхротронного) радиоизлучения в Галактике по различным направлениям и путем, проходящим космическими лучами в Галактике.

В пределе гало имеет сферическую или квазисферическую форму; тогда радиус сферы $\sim R_d \sim 15\text{—}30 \text{ кпс}$ (подобная форма не является, конечно, необходимой; можно предполагать и сильно сплющенное эллипсоидальное гало).

Модели гало и диска различаются по времени удержания космических лучей в Галактике. Из исследования состава космических лучей в Галактике известно, что космические лучи при распространении проходят в среднем $3\div 5 \text{ г/см}^2$ вещества [15]. Если космические лучи большую часть времени проводят в диске, то среднее время удержания равно

$$t_d \sim \frac{4 (\text{г} \cdot \text{см}^{-2})}{n_d \text{ Мс}} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ лет} \quad (5.4)$$

($n_d \sim 0,1 \text{ см}^{-3}$ — средняя концентрация частиц в диске); если же гало имеет сферическую форму, то

$$t_{hal} \sim \frac{4 (\text{г} \cdot \text{см}^{-2})}{n_{hal} \text{ Мс}} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ лет} \quad (5.4a)$$

(полагая концентрацию частиц в гало $n_{hal} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$).

Для окончательного выбора между моделями гало и диска большее значение имеет непосредственное определение времени жизни космических лучей в Галактике. Одним из методов этого определения является исследование космических ядер с периодом полураспада, близким к ожидаемому времени удержания космических лучей в Галактике [15, 16]. Однако, как показал тщательный анализ [15, 17], по имеющимся данным наблюдений сейчас нельзя надежно определить возраст космических лучей. Из этих данных можно только сделать вывод, что более вероятным является короткое время удержания космических лучей ($\leq 10^7$ лет), что скорее противоречит модели сферического гало.

Модуляция спектра релятивистских электронов. Рассмотрим вопрос о модуляции электронного спектра в Галактике за счет энергетических потерь. Описывающее распространение электронов в Галактике кинетическое уравнение, которое учитывает диффузию

электронов в галактических магнитных полях и энергетические потери электронов, можно записать в форме [18]

$$\frac{\partial}{\partial E_e} (b E_e^2 N_e) - D \Delta N_e = l_e(E_e, r). \quad (5.5)$$

Здесь $b E_e^2$ — энергетические потери электронов (см. 5.3); l_e — мощность источников электронов в единице объема. Анализ этого кинетического уравнения проводился во многих работах (см., например, [19—23]). Мы приведем здесь выражения для концентрации электронов в центре Галактики в двух моделях распространения, отражающих существенные свойства дисковых и сферических моделей.

I. Источники электронов имеют степенной спектр

$$l_e = K_e E_e^{-\gamma_e} \quad (5.6)$$

и равномерно заполняют сферу радиуса R_d .

II. Источники электронов со спектром (5.6) равномерно заполняют диск радиусом R_d и толщиной R_{hal} .

В обоих случаях допускается, что диффузия электронов происходит в бесконечном пространстве с постоянным коэффициентом диффузии D и коэффициентом энергетических потерь b .

Асимптотические выражения для концентрации электронов в центре Галактики имеют следующий вид [19]:

модель I

$$N_e(E_e) \sim \begin{cases} K_e E_e^{-\gamma_e} \frac{R_d^2}{D}, & E_e \ll E_{e1} = \frac{D}{b R_d^2}; \\ \frac{K_e}{b} E_e^{-(\gamma_e+1)}, & E_e \gg E_{e1}; \end{cases} \quad (5.7)$$

модель II

$$N_e(E_e) = \begin{cases} \frac{R_d R_{hal}}{D} K_e E_e^{-\gamma_e}, & E_e \ll E_{e1}; \\ \frac{R_{hal}}{\sqrt{b D}} K_e E_e^{-(\gamma_e + \frac{1}{2})}, & E_{e1} \ll E_e \ll E_{e2} = \frac{D}{b R_{hal}^2}; \\ \frac{K_e}{b} E_e^{-(\gamma_e+1)}, & E_{e2} \ll E_e. \end{cases} \quad (5.8)$$

Эти выражения дают полуколичественное представление о характере модуляции ультрарелятивистских электронов в Галактике.

В модели сферического гало существуют два характерных времени распространения электронов. Первое t_e определяется энергетическими потерями и отвечает времени, в течение которого частица теряет половину своей первоначальной энергии:

$$t_e \sim \frac{(mc^2)^2}{c \sigma_T E_e (\omega_H + \omega_\gamma)} \quad (5.9)$$

(см. 4.6). Подставляя значения $w_H \sim 0,6 \text{ эв/см}^3$ и $w_\gamma \sim 0,4 \text{ эв/см}^3$, получаем

$$t_e \sim \frac{4 \cdot 10^8}{E_e (\Gamma \text{ эв})} \text{ лет.} \quad (5.10)$$

Второе характерное время отвечает времени диффузии от места возникновения электрона до границы области распространения электронов. Если справедлива диффузионная модель, то

$$t_d \sim R_d^2 / 2D. \quad (5.11)$$

В более общем случае эллипсоидального гало существует третье характерное время

$$t_{hal} \sim (R_{hal})^2 / 2D, \quad (5.12)$$

которое и определяет время выхода.

Характерные времена t_d и t_{hal} сравниваются с временем t_e при значениях энергий E_{e1} и E_{e2} . Именно при этих энергиях в спектре галактических электронов и должны возникать изломы [см. (5.7) и (5.8.)].

В модели сферического гало возникает один излом в спектре с изменением показателя γ_e на единицу. В случае эллипсоидального гало возникают два излома; каждый излом соответствует изменению показателя γ_e на 1/2, а показателя γ_γ — на 1/4. При интерпретации экспериментальных данных с помощью соотношений типа (5.7) и (5.8) существенная трудность возникает с неопределенностью происхождения излома в спектре электронов при $E_e \sim 3\text{--}5 \text{ Гэв}$. Трудно дать уверенную оценку модуляции спектра магнитными полями Солнечной системы.

Наиболее детальный анализ модели эллипсоидального гало и сравнение результатов расчета с наблюдательными данными по спектру электронов и нетепловому галактическому радиоизлучению были приведены в работе [23]. Согласно [23], наиболее вероятной является модель со следующими параметрами: $\gamma_e = 2,2$; $R_{hal} \sim 1 \div 2 \text{ кпс}$ и $E_{e1} = 4 \text{ Гэв}$. Из данной модели следует, что при энергии $E_{e2} \sim 100\text{--}500 \text{ Гэв}$ можно ожидать появления второго излома в спектре электронов.

Экспериментальная ситуация в этом отношении не вполне ясна. По данным [3, 8], до энергий $E_e \sim 150$ и даже 500 Гэв спектр представляется степенным законом с показателем $\gamma_e \sim 2,7 \div 2,8$. Такая же форма спектра вплоть до энергий $E_e \sim 1000 \text{ Гэв}$ получена в работе [7]. Вместе с тем, согласно некоторым исследованиям, имеются указания на существование второго излома в области $E_e \sim 50\text{--}100 \text{ Гэв}$ [2, 24].

Верхняя граница мощности выхода релятивистских электронов из Галактики. Обратимся теперь к вопросу о верхней границе мощности U_e выхода релятивистских электронов из Галактики [это представляет интерес и для проблемы происхождения фоновых излуче-

ний (см. гл. 6)1. По порядку величины U_e можно оценить из соотношения

$$U_e \sim \omega_e V_{hal} / t_{hal}, \quad (5.13)$$

где $V_{hal} \sim \pi R_d^2 R_{hal}$ — объем области удержания. В табл. 21 сведены данные о величинах R_{hal} и t_{hal} из работы [23] и вычисленные по формуле (5.13) значения U_e . При расчетах принимались следующие значения параметров: $\gamma_e = 2,2$, $R_d = 20$ кпс, $\omega_e = 10^{-14}$ эв/см³ (последняя величина соответствует данным измерений у границы атмосферы).

ТАБЛИЦА 21

Параметры области удержания галактических космических электронов

R_{hal} , кпс	0,6	1,5	3
t_{hal} , сек	$6,6 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{14}$
U_e , эрг/сек	$3 \cdot 10^{38}$	$7 \cdot 10^{38}$	$1,7 \cdot 10^{39}$

При интерпретации фоновых излучений (см. гл. 6) возникает вопрос, возможно ли существенно увеличить мощность выхода электронов из Галактики по сравнению с наибольшей величиной, приведенной в табл. 21.

Из соотношения (5.13) следует, что увеличения U_e можно достигнуть либо за счет увеличения объема V_{hal} , либо из-за уменьшения t_{hal} (поскольку величина ω_e задана экспериментальными данными). Рассмотрим последовательно обе возможности.

Увеличение размера R_{hal} до 10 кпс приводит к возрастанию U_e примерно на порядок. Однако в этом случае мы приходим к модели квазисферического гало, которая встречается с рядом трудностей (см. выше).

Уменьшение времени выхода, например, до значений $t \sim 10^6$ лет означает, что условия диффузии электронов в Галактике отличаются от условий диффузии адронов, для которых значение времени выхода приближается скорее к 10^7 лет. Большие значения величины U_e (например, $\sim 10^{41}$ эрг/сек) приводят также к дополнительной трудности, касающейся источников космических лучей. Действительно, если коэффициенты диффузии электронов и адронов совпадают, то мощность выхода космических лучей $U_h \sim 100 U_e^*$ и, следовательно, в этом случае $U_h \sim 10^{43}$ эрг/сек. Эта величина кажется чрезмерно высокой, так как наиболее вероятные источники (сверхновые звезды) могут обеспечить значение U_h , не превосходящее 10^{41} эрг/сек [18, 25].

* Плотность энергии космических адронов примерно в 100 раз больше плотности энергии электронов.

Таким образом, значение $U_e \sim 10^{38} \div 10^{39}$ эрг/сек представляется наиболее вероятным. Все же, ввиду важности вопроса о значении U_e , целесообразно уточнить экспериментальное значение времени жизни космических лучей и рассмотреть модели распространения электронов и космических лучей, в которых не делается предположений о разрыве параметров гало на его границе. Фактически границы гало размыты и параметры гало непрерывно изменяются, переходя постепенно в соответствующие параметры межгалактической среды. Нуждается в дополнительном обосновании и допустимость диффузионного приближения*. Поэтому полученное значение верхнего предела $U_e \sim 10^{38} \div 10^{39}$ эрг/сек пока нельзя считать окончательно установленным.

Список литературы

1. Earl J. A. Phys. Rev. Lett., 1961, 6, p. 125.
2. Daniel R. R., Stephens S. A. Space Sci. Rev., 1970, 10, p. 599.
3. Рубинов В. И. Диссертация, ФИАН, 1970.
4. Meyer P. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1969, 7, p. 1.
5. Bleeker J. A. M. e. a. Canad. J. Phys., 1968, 46, p. 522.
6. Anand K. C., Daniel R. R., Stephens S. A. Nature, 1969, 224, p. 1290.
7. Meyer P., Müller D. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays, v. 1, Hobart, 1971, p. 117.
8. Zatsepin V. I. a. e. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays., v. 5, p. 1720.
9. Anand K. C. e. a. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, p. 764.
10. Fanselow J. L. Astrophys. J., 1968, 152, p. 783.
11. Bland C. J. e. a. Nuovo cimento, 1967, 52B, p. 455.
12. Ginsburg V. L. Comment. Astrophys. Space. Phys., 1970, 2, p. 43.
13. Шкловский И. С., «Астрон. ж.», 1952, 29, с. 418.
14. Пикельнер С. Б. «Докл. АН СССР», 1953, 88, с. 229.
15. Shapiro M. M., Silberberg R., Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, 20, p. 323.
16. Hayakawa S., Ito R., Terashima M. Prog. Theor. Phys., 1958, 6, p. 1.
17. O'Dell F. W. e. a. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays, v. 1, Hobart, 1971, p. 197.
18. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963.
19. Shen C. S., Berkey G. Phys. Rev., 1969, 188, p. 1994.
20. Догель В. А., Сыроватский С. И. В кн.: Труды VI Всесоюзной зимней школы по космофизике, 4.2, Апатиты, 1969, с. 49.
21. Shen C. S., Astrophys. J. Lett. 1970, 162, p. L 181.
22. Jokipii J. R., Meyer P. Phys. Rev. Lett., 1969, 20, p. 752.
23. Буланов С. В., Догель В. А., Сыроватский С. И. Препринт ФИАН № 119, 120, 1971.
24. Sheepmaker A., Tanaka J. Astron. Astrophys., 1971, 11, p. 53.
25. Шкловский И. С. Сверхновые звезды. М., «Наука», 1966.
26. Dolginov A. Z., Gnedin Yn. N. Astrophys. Lett., 1971, 9, p. 92.

* Учет зависимости коэффициента диффузии электронов от энергии (более точно — учет магнитных неоднородностей в Галактике) может привести к качественным изменениям вида электронного спектра (см. [26]).

ФОНОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 6.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ФОНОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЯХ

Фоновыми излучениями называют изотропные космические излучения внегалактического происхождения. Особая важность фоновых излучений для астрофизики высоких энергий обусловлена рядом обстоятельств. Во-первых, основной вклад в фоновое излучение ряда диапазонов, по-видимому, вносят источники, расположенные на сравнительно больших космологических расстояниях ($z \gtrsim 1$; $R \sim \sim c/H_0$). Поэтому анализ характеристик фоновых излучений позволяет получить информацию об объектах, возникших на относительно ранних стадиях расширения Вселенной, и об изменении их свойств со временем (их эволюции, см. § 1.4). Во-вторых, характеристики фоновых излучений отражают свойства большого числа источников. Исследование фоновых излучений позволяет определить свойства «среднего» источника, являющегося типичным представителем популяции источников фоновых излучений, в то время как изучение дискретных источников, особенно на первых стадиях развития того или иного раздела астрономии, ограничено исследованием «выдающихся» объектов (наиболее близких или наиболее мощных). И,

ТАБЛИЦА 22
*Плотность энергии фонового излучения
в различных диапазонах*

Диапазон	Энергия фо- тонов ϵ_r , эв	Плотность энергии w_r , эв·см ⁻³
Радиоизлучение	$3 \cdot 10^{-9} - 10^{-6}$	10^{-7}
Микроволновый (релик- товое излучение)	$10^{-6} - 10^{-3}$	0,25
Инфракрасный	$10^{-3} - 10^{-1}$	< 1
Оптический	1—3	$< 10^{-2}$
Рентгеновский	$10^2 - 10^6$	10^{-4}
Гамма-излучение	$> 10^8$	$< 10^{-6}$

в-третьих, следует отметить, что в новых разделах астрономии (инфракрасной, рентгеновской и гамма-астрономии) эксперименты по изучению фоновых излучений в ряде случаев значительно проще экспериментов по исследованию дискретных источников.

В табл. 22 представлены данные о плотности энергии фоновых излучений в различных диапазонах.

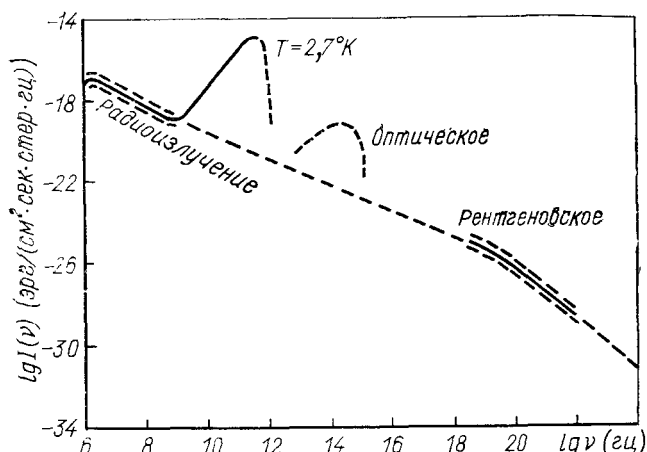


Рис. 42. Сводный спектр фонового излучения.

На рис. 42 представлена обзорная сводка экспериментальных данных о фоновых излучениях. Ввиду многочисленности фактического материала на этом рисунке результаты экспериментов представлены схематически. Под-
 робные сводки экспериментальных данных со ссылками на оригинальные работы приведены в обзорах [1—3]. Более детальные сведения о фоновых излучениях представлены на рис. 43—45, где они условно разделены на диапазоны:

- 1) радиоизлучение ($\nu < 6 \cdot 10^8$ эц, $\lambda > 50$ см);
- 2) оптическое и ультрафиолетовое излучение; ($3 \cdot 10^{14} < \nu < 3 \cdot 10^{15}$ эц, $0,1 < \lambda < 1$ мкм);
- 3) рентгеновское излучение ($E_\gamma = 10^2 \div 10^5$ эв);
- 4) γ -излучение ($E_\gamma > 0,1$ Мэв).

На этих рисунках не даны сведения относительно фоновых излучений в микроволновом ($6 \cdot 10^8 < \nu < 3 \cdot 10^{11}$ эц, 1 мм $< \lambda < 50$ см),

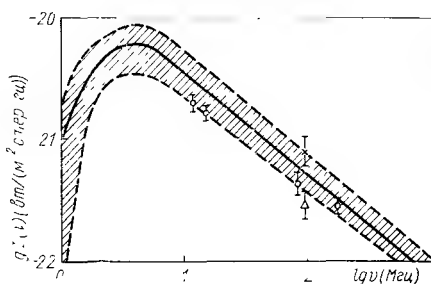


Рис. 43. Спектр фонового радионизлучения [4].

Заштрихованная полоса — спектр излучения по оценкам [4], O — результаты [5], Δ — [6], x — [7].

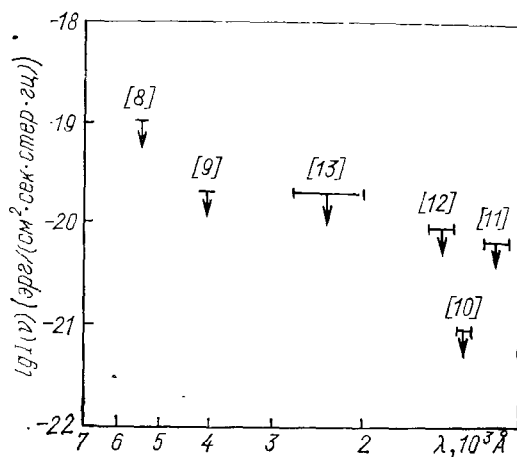


Рис. 44. Спектр фонового излучения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах.

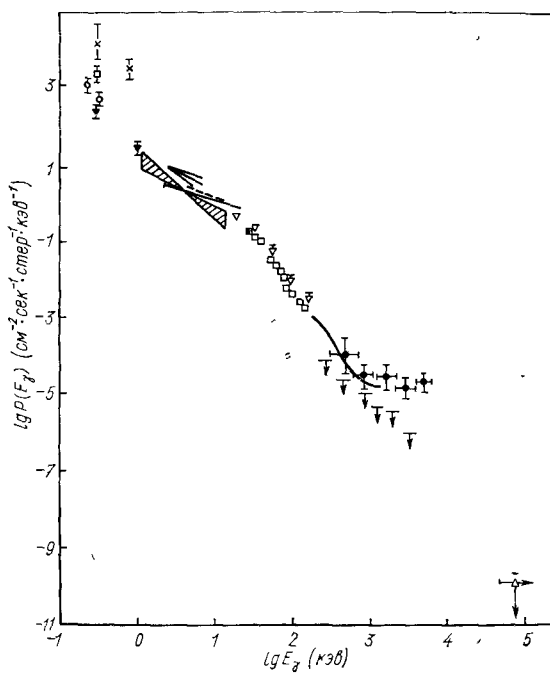


Рис. 45. Спектр фонового излучения в рентгеновском диапазоне [1].

инфракрасном ($3 \cdot 10^{11} < \nu < 3 \cdot 10^{14}$ гц, $1 \text{ мкм} < \lambda < 1 \text{ мм}$) и промежуточном между ультрафиолетовым и рентгеновским ($3 \cdot 10^{15} < \nu < 3 \cdot 10^{16}$ гц) диапазонах.

В микроволновом диапазоне основной вклад в фоновое излучение вносит реликтовое излучение — равновесное планковское излучение с температурой $2,68^\circ \text{ К}$. Ввиду особой важности обсуждение свойств реликтового излучения и его происхождения вынесено в § 1.4. Дополнительным аргументом для подобного выделения является совершенно иное происхождение фонового излучения в других диапазонах.

В инфракрасном диапазоне экспериментальные результаты немногочисленны и довольно противоречивы. Поэтому они не представлены на рис. 42; обзор экспериментальных данных об этом диапазоне можно найти в работе [3]. Следует отметить большую важность фонового излучения в инфракрасном диапазоне. Она связана с тем обстоятельством, что многие нестационарные объекты (сейфертовские галактики, квазары) излучают основную часть энергии в инфракрасном диапазоне (см. § 1.2).

И, наконец, изучение космического фона в диапазоне жесткого ультрафиолетового излучения (с длиной волны короче лаймановского предела, $\lambda_L = 912 \text{ \AA}$) принципиально невозможно из-за поглощения внегалактического излучения в межзвездном водороде. В этой области энергий возможны только косвенные оценки интенсивности фонового излучения (см., например, [16]). Рассмотрим более детально различные диапазоны.

А. РАДИОДИАПАЗОН

Основная трудность изучения фона в радиодиапазоне связана с процессом выделения изотропной составляющей на фоне анизотропного синхротронного излучения Галактики. В силу этого надежное определение спектрального индекса α фонового радиоизлучения из экспериментальных данных невозможно. Тем не менее данные об интегральной интенсивности в радиообласти, полученные различными группами [4—6], довольно хорошо согласуются (см. рис. 42). Экспериментальные результаты не противоречат значению $\alpha = 0,7 \div 0,8$, что соответствует предположению о генерации фонового радиоизлучения в наблюдаемых радиоисточниках, средний показатель спектра которых, согласно [17], равен $\sim 0,75$.

В области малых частот спектр фонового радиоизлучения имеет максимум (при $\nu \sim 2 \text{ Мгц}$ [18]). Это явление может быть обусловлено как взаимодействием излучения с межгалактическим газом [19, 20], так и процессами в самих радиоисточниках.

Б. ОПТИЧЕСКИЙ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ ДИАПАЗОНЫ

И здесь основная трудность заключается в выделении малой изотропной компоненты на фоне мощного оптического излучения звезд нашей Галактики, свечения атмосферы и солнечного света, рассеян-

ного на межпланетной пыли. Несмотря на эти трудности, в последние годы были получены верхние пределы интенсивности фонового оптического излучения в узких интервалах длин волн вблизи 5500 [8] и 4100 Å [9].

Еще более сложны измерения фоновых излучений в ультрафиолетовой области. Поглощение ультрафиолетового излучения в земной атмосфере приводит к необходимости выноса регистрирующей аппаратуры за пределы атмосферы. Исследования ультрафиолетового фона проводились в Советском Союзе (в диапазоне 1225—1340 [10] и 1050—1180 Å [11]), в Японии (1350—1480 Å [12]) и в Англии (2020—2790 Å [13]). Во всех указанных экспериментах получены только верхние пределы интенсивности изотропного фонового излучения.

В. РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИАПАЗОН

Этот диапазон фоновых излучений привлек наибольшее внимание и изучен относительно хорошо. Причиной, по крайней мере в области жесткого рентгеновского излучения (1—1000 кэв), являются относительная простота используемой аппаратуры и сравнительно малый фон других космических объектов (Солнца, Галактики).

Изотропия фонового рентгеновского излучения исследовалась в работе [21]. Было получено, что в диапазоне 10—100 кэв рентгеновский фон изотропен с погрешностью в несколько процентов. Это доказывает метагалактическую природу рентгеновского фонового излучения.

По усредненным данным, интенсивность рентгеновского фона в области энергий 1—40 кэв можно аппроксимировать степенной функцией $P = KE^{-\gamma_\gamma}$ с показателем $\gamma_\gamma = 1,7—1,8$. В интервале энергий $E_\gamma > 40—60$ кэв спектр меняет свою форму и в диапазоне $40 < E_\gamma < 1000$ кэв его снова можно представить степенной функцией с показателем $\gamma_\gamma = 2,2—2,4^*$. В табл. 23, заимствованной из работы [23], сведены данные об интенсивности рентгеновского фона и показателе γ_γ в области $E_\gamma \leq 40$ кэв.

Большое внимание экспериментаторов и теоретиков привлекли исследования фоновых излучений в мягком рентгеновском диапазоне (0,15—1 кэв). Заимствованные из работы [23] сводные данные по интенсивности мягкого рентгеновского излучения приведены в табл. 24 (оригинальные работы см. [23—31]).

Основные выводы, вытекающие из табл. 24 и рис. 44, таковы: 1) экспериментальные данные плохо согласуются; 2) проявляется заметная тенденция к повышению интенсивности фонового излучения в области мягкого рентгеновского излучения по сравнению с экстраполяцией спектра из области жесткого рентгеновского излучения.

* Существование излома в спектре фонового излучения в рентгеновском диапазоне впервые было отмечено в работе [22]. Однако показатель γ_γ спектра после излома не определен окончательно (см. также § 6.4).

ТАБЛИЦА 23

Характеристики фона рентгеновского излучения

Группа	Диапазон энергий, кэв	$K\gamma$, фотон $\times$ $\times (\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}) \times$ $\times (\text{кэв})^{-1}$	$\gamma\gamma$
Wilson	1,5—20	9	1,6
Henry	2—8	13	1,4
Gorenstein	1—13	12,4	$1,7 \pm 0,2$
Hill	0,6—9	9	1,6
Matsuoka	3,6—9	—	Плоский спектр
Toor	4—40	17,1	1,8
Boldt	2—20	6,3	$1,3 \pm 0,1$
Baxter	1,2—4,5	$9,2 \pm 1,2$	$1,28 \pm 0,11$
	4,5—12	$13,8 \pm 3,5$	$1,56 \pm 0,12$
Green	1,5—10,8	$6,4 \pm 1,4$	$1,43 \pm 0,18$
Shukla	1,5—12,5	$7,8 \pm 0,8$	$1,45 \pm 0,08$

Учет поглощения мягкого рентгеновского излучения в межзвездном газе еще более усиливает эту тенденцию.

Эти особенности мягкого рентгеновского фонового излучения послужили основой для далеко идущих космологических гипотез [25, 32]. Нам представляется, что прежде чем интерпретировать данные по мягкому рентгеновскому фоновому излучению с «космологической» точки зрения, целесообразно попытаться проанализировать возможные причины их противоречивости. Рассмотрим это более подробно.

Мягкое рентгеновское излучение эффективно поглощается в межзвездном газе (подробнее см. § 2.6). Основой для утверждений о метагалактической природе мягкого рентгеновского фонового излучения послужила обнаруженная в работе [24] корреляция между увеличением количества межзвездного газа на луче зрения и уменьшением интенсивности фонового излучения. Однако последующие исследования показали, что экспериментальная ситуация гораздо сложнее. На рис. 46 нанесена вычисленная японской группой зависимость интенсивности мягкого рентгеновского излучения от галактической широты. Здесь же приведены экспериментальные данные о мягком рентгеновском излучении, полученные этой группой. Из этого рисунка следует, что экспериментальная зависимость интенсивности мягкого рентгеновского излучения от широты существенно более слабая, чем это предсказывается расчетами, и имеет иной характер

ТАБЛИЦА 24

Интенсивность фона мягкого рентгеновского излучения

Интенсивность, фотон/ ($\text{см}^2 \cdot \text{сек} \times$ $\times \text{стер} \cdot \text{кэв}$)	Галактическая широта	Литература
640 ± 40	Высокая	[25]
373 ± 55	»	[24]
1550 ± 350	45°	[26]
195 ± 20	-60°	[27]
970 ± 120	-60°	[23]

(асимметрия относительно галактической плоскости). Аналогичный результат был получен в работе [31]. Не исключено, следовательно, что заметная часть мягкого рентгеновского фонового излучения образуется в галактических источниках. Несколько лет назад отмечалось, что при расширении оболочек сверхновых II типа часть кинетической энергии расширения может преобразовываться в излучение сильноионизованных атомов OVII и OVIII, которые дают линии в мягком рентгеновском диапазоне ($\lambda = 21,7; 18,9 \text{ \AA}$ [33]). Последующий анализ [34] показал, что галактические «шпury» — остатки расширившихся оболочек сверхновых звезд — могут быть источниками наблюдаемого мягкого рентгеновского фонового излучения.

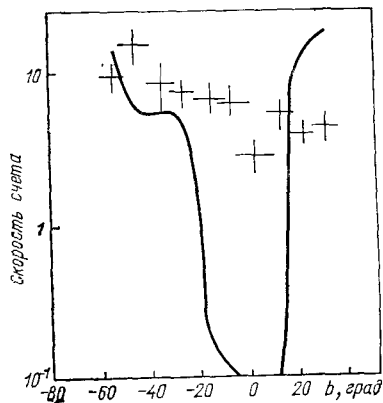


Рис. 46. Зависимость интенсивности мягкого рентгеновского излучения от галактической широты [30].

Сплошной линией показана теоретическая зависимость, рассчитанная по известной оптической толщине межзвездного газа.

«Разнобой» экспериментальных данных в мягкой рентгеновской области частично объясняется геофизическими эффектами. С этой точки зрения можно объяснить аномально высокие значения интенсивности, полученные в работах [23, 26].

В работе [35] отмечалось, что интенсивность медленных электронов в атмосфере может быть настолько большой, что обусловленный ими поток мягкого рентгеновского излучения в верхних слоях атмосферы может по порядку величины дать наблюдаемый эффект.

Дополнительный вклад в отсчет счетчиков вносит рентгеновское излучение электронов, поглощающихся в окошках счетчиков. Это излучение возникает в основном в виде K_{α} -излучения углерода. Этим эффектом можно объяснить наблюдения линии в спектре фонового излучения, проводившиеся в работе [36].

Если принять, что поток энергии медленных электронов в верхних слоях атмосферы составляет $0,15 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$, что соответствует измерениям в полярных областях в отсутствие сильных возмущений земного магнитного поля [37], то поток рентгеновского излучения в несколько раз превысит поток, наблюдавшийся в работе [23].

Атмосферное мягкое рентгеновское излучение должно обладать следующими особенностями: сильной зависимостью от геомагнитной широты (увеличение интенсивности в полярных областях); очень крутым спектром ($\gamma_{\gamma} \sim 3-4$); резко выраженными временными вариациями. Эти особенности обусловлены характеристиками медленных электронов в атмосфере (см. работу [37]).

Атмосферное мягкое рентгеновское излучение должно обладать следующими особенностями: сильной зависимостью от геомагнитной широты (увеличение интенсивности в полярных областях); очень крутым спектром ($\gamma_{\gamma} \sim 3-4$); резко выраженными временными вариациями. Эти особенности обусловлены характеристиками медленных электронов в атмосфере (см. работу [37]).

На низких геомагнитных широтах потоки энергии медленных электронов невелики ($\leq 10^{-2}$ эрг/(см²·сек) [38]), но, несмотря на это, вклад рентгеновского излучения, наведенного атмосферными электронами, может быть заметным. Вклад атмосферного рентгеновского излучения в жесткое рентгеновское фоновое излучение пренебрежимо мал (из-за резкого спада интенсивности атмосферных электронов с увеличением энергии).

В заключение дискуссии о мягком рентгеновском фоновом излучении отметим, что в настоящее время нельзя сделать однозначный выбор между различными гипотезами происхождения наблюдаемого излучения. Представляется весьма вероятным, что фон в этой области — комплексное явление, обусловленное атмосферными, галактическими и метагалактическими эффектами.

Г. ДИАПАЗОН γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Мягкий γ -фон. Перейдем теперь к мягкому γ -фону ($E = 1$ — 30 Мэв). Это одна из наиболее трудных областей с точки зрения экспериментаторов. Дело в том, что в этом диапазоне энергий сечение взаимодействия фотонов с веществом минимально (см. § 2.6) и вследствие этого эффективность детекторов относительно мала. Кроме того, здесь возникают значительные трудности с определением энергии фотонов, поскольку энергия вторичного электрона в комптон-эффекте (основном процессе взаимодействия мягких фотонов с веществом) неоднозначно связана с энергией первичного фотона.

В одном из первых экспериментов в области мягкого γ -излучения была обнаружена интересная особенность в спектре фонового излучения — возрастание интенсивности в диапазоне энергий 1 — 6 Мэв [39]. Последующие эксперименты не внесли окончательной ясности в этот вопрос. Хотя в работах [40, 41] был обнаружен максимум в области $E_\gamma \gtrsim 1$ Мэв, однако по абсолютной величине меньший, чем в работе [39].

В работе ленинградской группы [42] максимум в районе $E_\gamma \sim 1 \div 6$ Мэв обнаружен не был. В этой работе было сделано важное замечание, которое, быть может, явится ключом к рассматриваемой проблеме. В опытах по измерению фоновых излучений в области 1 — 6 Мэв должна играть роль радиоактивность, наведенная взаимодействием космического излучения с плотным материалом, находящимся в непосредственной близости от регистрирующего устройства. Измерения [42] продемонстрировали наличие подобного эффекта. Поэтому представляется вероятным, что в области $E_\gamma \gtrsim 1 \div 6$ Мэв в спектре фоновых излучений нет аномалий.

Таким образом, в настоящее время есть вполне разумные основания полагать, что в широком энергетическом интервале фоновых излучений $E_\gamma \sim 0,15 \div 5000$ кэв, их спектр представляется монотонно убывающей функцией.

Жесткий γ -фон. В этой области энергий основным процессом взаимодействия фотонов с веществом является образование электрон-позитронных пар. В основу методов регистрации космического γ -излучения положены разработанные методы ядерной физики — использование телескопов из сцинтилляционных счетчиков, черенковских счетчиков, искровых камер и ядерных фотоэмульсий (подробнее см. обзор [43]).

Основными препятствиями на пути изучения жесткого космического γ -излучения являются малые потоки космических фотонов высоких энергий и относительно сильный фон заряженных частиц. Поэтому все проведенные до сих пор эксперименты дают лишь верхнюю границу интенсивности γ -квантов. Тем не менее следует ожидать, что в ближайшие годы чувствительность детекторов космического γ -излучения существенно повысится и вопрос о фоновом γ -излучении будет решен окончательно [43].

§ 6.2.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ФОНОВЫХ МЕТАГАЛАКТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ (ТЕОРИЯ)

Начнем с оценки потока фотонов фоновых излучений в статической модели, рассматривая сферу с фотометрическим радиусом $R_0 = c/H_0$ (см. § 1.4), равномерно заполненную источниками; наблюдатель находится в центре сферы.

Обозначим $l_\gamma(E_\gamma)dE_\gamma d\Omega$ [частица/(см³·сек·стер)] мощность излучения единицей объема на интервал энергии dE_γ в элемент телесного угла $d\Omega$. Тогда дифференциальный поток dP частиц в интервалах телесного угла $d\Omega$ и времени dt через площадку единичной площади, расположенной в центре сферы, можно выразить следующей формулой:

$$dP = dt dE_\gamma d\Omega \int_0^{R_0} l_\gamma(E_\gamma) dR. \quad (6.1)$$

Вычислим теперь поток в центре сферы для простейшей модели расширяющейся Метагалактики (см. § 1.4). Сделаем допущение, что полное число источников фоновых излучений и их светимость не изменяются, если $t > t_i$; если же $t < t_i$, то источники отсутствуют. Отметим, что t_i нельзя приравнять нулю, поскольку вследствие поглощения (см. § 6.3) фоновые излучения не могут приходить из очень удаленных областей пространства. Пусть R_r , t_r — радиус и момент, соответствующие испусканию излучения, а R_0 , t_0 — приему излучения (наша эпоха).

Излучение шарового слоя R_r , dR_r через единичную площадку в центре сферы равно $l_\gamma(R_r, E_\gamma)R_r^2 dR_r dE_\gamma dt d\Omega$. В этом случае поток равен

$$d^2P = l_\gamma(R_r, E_\gamma)(R_r/R_0)^2 dR_r dE_\gamma d\Omega. \quad (6.2)$$

Функция $l(R_r, E_\gamma)$ имеет вид

$$l(R_r, E_\gamma) = l_{\gamma 0}(E_\gamma)(R_0/R_r)^3 \theta(z_i - z), \quad (6.3)$$

$l_{\gamma 0}(E_\gamma)$ — мощность излучения в нашу эпоху. Поэтому

$$dP = \frac{c}{H_0} l_{\gamma 0}(E_\gamma) \ln \frac{R_0}{R_i} dE_\gamma dt d\Omega, \quad (6.4)$$

где R_i — расстояние, соответствующее t_i .

Выведем теперь формулу для потока фоновых излучений в рамках релятивистской космологии, основанную на фридмановской модели однородной и изотропной Вселенной с $\Lambda = p = 0$ (см. § 1.4). В этой модели связь между энергией $E_{\gamma r}$ испущенного и $E_{\gamma 0}$ зарегистрированного фотона дается следующим выражением [см. (1.30) и (1.31)]:

$$E_{\gamma r} = \frac{R_0}{R_r} E_{\gamma 0} = E_{\gamma 0}(1+z); \quad (6.5)$$

$$dE_{\gamma r} = (1+z) dE_{\gamma 0}. \quad (6.6)$$

Моменту t_0 отвечает красное смещение $z = 0$, а моменту z соответствует t_r ; мы опускаем далее индекс r при z . Интервалы времени будут преобразовываться по правилу

$$dt_r = dt_0 / (1+z) \quad (6.7)$$

[поскольку частоты преобразуются по закону $\nu_0 = \nu_r / (1+z)$]. Для фотонов выполняется соотношение

$$dR/dt = c. \quad (6.8)$$

Используя (6.5)—(6.8), выражение для потока можно записать в следующем виде:

$$d^2 P = \frac{-cl_\gamma[z, E_{\gamma 0}(1+z)]}{(1+z)^3} \frac{dt}{dz} dz dt_0 dE_{\gamma 0} d\Omega. \quad (6.9)$$

Вычислим dt/dz , используя простейшую модель. Напомним, что ее выводы соответствуют релятивистской теории в евклидовом трехмерном пространстве, т. е. значению $\rho = \rho_{\text{крит}}$.

Используя (1.22) и (1.31), получаем

$$t(z) = t_0 / (1+z)^{3/2}. \quad (6.10)$$

Выражая t_0 через H_0 [см. (1.23)]

$$d^2 P = \frac{c}{H_0} \cdot \frac{l_\gamma[z, E_{\gamma 0}(1+z)]}{(1+z)^{9/2}} dz dt_0 d\Omega dE_{\gamma 0} \quad (6.11)$$

и интегрируя по z , получаем

$$P = \frac{c}{H_0} \int_0^t \frac{l_\gamma[z, E_{\gamma 0}(1+z)]}{(1+z)^{9/2}} dz \text{ частица}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эрг}). \quad (6.12)$$

Аналогично для интенсивности

$$I = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_i} \frac{j[z, E_{\gamma 0}(1+z)]}{(1+z)^{11/2}} dz \quad \text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эрг}), \quad (6.13)$$

где j — удельная светимость, $\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{эрг})$. Если плотность вещества не равна критической ($\rho \neq \rho_{\text{крит}}$), то

$$\frac{dt}{dz} = -\frac{1}{H_0} \cdot \frac{1}{(1+z)^2 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_{\text{крит}}} z\right)^{1/2}}. \quad (6.14)$$

Выражение (6.12) в этом случае принимает вид

$$P = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_i} \frac{l_{\gamma}[z, E_{\gamma 0}(1+z)]}{(1+z)^4 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_{\text{крит}}} z\right)^{1/2}} dz. \quad (6.15)$$

При степенном спектре источников излучения

$$l(E_{\gamma r}, z) = K_{\gamma} E_{\gamma r}^{-\gamma_{\gamma}} (1+z)^3 \theta(z_i - z) \quad (6.16)$$

(K_{γ} , γ_{γ} — постоянные) выражение для потока принимает следующий вид:

$$P = K_{\gamma} \frac{c}{H_0} E_{\gamma}^{-\gamma_{\gamma}} \int_0^{z_i} \frac{dz}{(1+z)^{\gamma_{\gamma}+1} \left(1 + \frac{\rho}{\rho_{\text{крит}}} z\right)^{1/2}}. \quad (6.17)$$

Следует отметить, что зависимость потока фоновых излучений от кривизны пространства (определяемой отношением $\rho/\rho_{\text{крит}}$) невелика. Более точно: если $\frac{\rho z_{\text{эфф}}}{\rho_{\text{крит}}} \ll 1$, то значение P практически не зависит от $\rho/\rho_{\text{крит}}$; если $\rho z_{\text{эфф}}/\rho_{\text{крит}} \gg 1$, то $P \propto (\rho/\rho_{\text{крит}})^{-1/2}$; $z_{\text{эфф}} \ll z_i$ — значение z , вносящее наибольший вклад в интегралы (6.12), (6.13), (6.15), (6.17). Отсюда следуют два важных вывода: 1) точное определение плотности вещества во Вселенной по фоновым излучениям практически невозможно и 2) для грубых численных оценок точное значение параметра $\rho/\rho_{\text{крит}}$ не очень существенно. Поэтому мы будем использовать в дальнейшем (кроме специально оговоренных случаев) значение $\rho/\rho_{\text{крит}} = 1$. Тогда для степенного спектра

$$P = \frac{K_{\gamma}}{\gamma_{\gamma} + \frac{1}{2}} \frac{c}{H_0} \left[1 - (1+z_i)^{-\gamma_{\gamma} + \frac{1}{2}} \right] E_{\gamma}^{-\gamma_{\gamma}} \text{ частица}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{эрг}). \quad (6.18)$$

До сих пор мы полагали мощность источников неизменной во времени вплоть до $z = z_i$, а их плотность $\sim (1+z)^3$. Это допущение приводит к зависимости (6.3). Однако наблюдения, возможно, ука-

зывают, что в интервале $0 \leq z \leq z_i$ удельная светимость источников возрастает быстрее, чем $(1+z)^3$. Впервые подобное свойство было отмечено у мощных радиосисточников и квазаров [44—47]. Хотя оно пока исследовано недостаточно детально, для нас, пожалуй, важнее, что идея эволюции источников поставлена в экспериментальном плане. Это обстоятельство весьма существенно для изучения фоновых излучений. Вместе с тем без знания эволюции источников выбор между космологическими моделями, строго говоря, невозможен (см. § 1.5).

В настоящее время время количественные теоретические предсказания эволюции источников отсутствуют, поэтому целесообразно использовать две предельные модели эволюции.

а. Непрерывная эволюция в интервале $0 \leq z < z_i$:

$$l_\gamma = K_\gamma E_\gamma^{-\gamma_\gamma} (1+z)^{\beta+3} \theta(z_i - z). \quad (6.19)$$

Выбор подобной функции объясняется предельной простотой вычислений. Тогда

$$P = \frac{K_\gamma E_\gamma^{-\gamma_\gamma}}{\gamma_\gamma + \frac{1}{2} - \beta} \cdot \frac{c}{H_0} \left[1 - (1+z_i)^{\left(\gamma_\gamma + \frac{1}{2} - \beta\right)} \right]; \quad \beta < \gamma_\gamma + 1/2; \quad (6.20)$$

$$P = \frac{c}{H} \ln(1+z_i) K_\gamma E_\gamma^{-\gamma_\gamma}; \quad \beta = \gamma_\gamma + 1/2; \quad (6.21)$$

$$P = \frac{K_\gamma E_\gamma^{-\gamma_\gamma}}{\beta - \gamma_\gamma - \frac{1}{2}} \cdot \frac{c}{H_0} \left[(1+z_i)^{\beta - \gamma_\gamma - \frac{1}{2}} - 1 \right]; \quad \beta > \gamma_\gamma + \frac{1}{2}. \quad (6.22)$$

Из полученных выражений видно, что на свойства фоновых излучений оказывает влияние только сильная эволюция ($\beta > \gamma_\gamma + 1/2$). В противном случае ($\beta < \gamma_\gamma + 1/2$ — слабая эволюция) интенсивность излучения слабо зависит как от показателя эволюции β , так и от времени включения источников z_i . Поэтому в модели непрерывной эволюции возможно следующее альтернативное решение: либо мощности данного типа источников достаточно для объяснения фоновых излучений без допущения об эволюции источников, либо нужно предположить сильную эволюцию. В этом случае по значению интенсивности фоновых излучений можно определить комбинацию величин β и z_i .

б. Взрывоподобное рождение излучения при $z = z_i$. В этом случае

$$l_\gamma = K_\gamma E_\gamma^{-\gamma_\gamma} \delta(z_i - z) \quad (6.23)$$

и

$$P = \frac{c}{H_0} (1+z_i)^{-\left(\frac{3}{2} + \gamma_\gamma\right)} K_\gamma E_\gamma^{-\gamma_\gamma}. \quad (6.24)$$

Все выведенные до сих пор выражения не учитывали возможное поглощение фоновых излучений на пути от области возникновения до точки их регистрации. Более подробное рассмотрение этого процесса см. в § 6.3, здесь же ограничимся только одним замечанием: если $\rho \leq \rho_{\text{крит}}$ и $z_i \lesssim 3$, то во всех рассматриваемых нами диапазонах фоновых излучений поглощением можно пренебречь.

До сих пор мы считали, что источники фоновых излучений локализованы в пространстве. Однако возможно, что фоновые излучения образуются во всем метagalактическом пространстве непрерывно распределенной заряженной компонентой космических лучей. Характерными примерами таких процессов являются образование пионов при взаимодействии ядерной компоненты космических лучей с межгалактическим газом или комптон-эффект метagalактических электронов на реликтовом излучении. Тогда возникает вопрос о возникновении и прохождении космических лучей до места их взаимодействия. Мы рассмотрим два крайних случая, обобщение которых приводит к несколько громоздким выражениям.

В первом случае длина пробега космических лучей много меньше фотометрического радиуса Вселенной. Поэтому с хорошей степенью точности можно предположить, что космические лучи и генерируемое ими фоновое излучение образуются в одной и той же точке и, следовательно, можно использовать все выведенные до сих пор соотношения (с соответствующим определением функции светимости источников фоновых излучений).

Во втором случае космические лучи практически не поглощаются в Метagalактике, во всяком случае при не очень больших z . Это означает, что нужно учитывать длину пути космических лучей в Метagalактике.

Пусть $dP_h(E_h, z)$ — дифференциальный поток космических лучей в точке z в интервале $dE_h, d\Omega$. Найдем мощность излучения вторичных компонент космических лучей в единице объема в интервале энергии E_2, dE_2 на расстоянии z :

$$l_{2\gamma}(E_2, z) = n_u(z) dE_2 \int_{E_2}^{\infty} dP_h(E_h, z) \sigma(E_h, E_2), \quad (6.25)$$

где n_u — концентрация метagalактического газа; $\sigma(E_h, E_2)dE_2$ — сечение образования вторичной компоненты с энергией в интервале $(E_2, E_2 + dE_2)$ космической частицей с энергией E_h .

Выразим dP_h через функцию источников космических лучей $l_h(E_h, z)$. По формуле (6.12) получаем

$$\begin{aligned} dP_h(E_h, z) = \\ = \frac{c}{H_0} dt_r dE_h d\Omega_h \int_z^{z_i} \frac{l_h[z', E_h(z' - z + 1)]}{(1 + z')^{9/2}} dz'. \end{aligned}$$

Принимая во внимание, что $E_z = E_{20} (1 + z)$; $E_h|_{z=z'} = E_h (z' - z + 1)$, окончательно получаем

$$P = \left(\frac{c}{H_0} \right)^2 \int_0^{z_i} \frac{n_u(z)}{(1+z)^{9/2}} dz \int_{E_{20}(1+z)}^{\infty} \sigma [E_h (1+z'-z) \times \\ \times E_z (1+z)] dE_h \int_z^{z_i} \frac{I_h [z', E_h (z'-z+1)]}{(1+z')^{9/2}} dz'. \quad (6.26)$$

Аналогичное выражение было найдено ранее в работе [48].

Следует отметить, что выражение (6.26) выведено в пренебрежении возможной диффузией первичной компоненты.

Для грубых оценок целесообразно использовать упрощенные выражения, в которых поток dP_h задается некоторыми гипотезами «ad hoc» [49].

§ 6.3.

ПОГЛОЩЕНИЕ ФОНОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Фоновые излучения при прохождении межгалактической среды испытывают следующие взаимодействия: комптон-эффект и образование пар на межгалактическом газе и образование пар на реликтовом (или оптическом и инфракрасном) излучении.

Сделаем вначале несколько общих замечаний. Сечение последнего процесса имеет высокий энергетический порог, поэтому им можно пренебречь в случае, если $E_\gamma \leq 10 \text{ Гэв}$ (этот процесс рассматривается в § 2.5). Мы ограничимся поэтому первыми двумя процессами.

Характеристическое сечение для первого процесса — томсоновское $\sigma_T \sim 10^{-24} \text{ см}^2$. Если плотность вещества $\rho \sim \rho_{\text{крит}}$, то вероятность рассеяния фотона на длине порядка фотометрического радиуса Вселенной $R_0 = c/H_0$ равна оптической толще:

$$\tau_0 = \frac{n_{u0}}{H_0} \sigma_T = 6,6 \cdot 10^{-2}, \quad (6.27)$$

и этим взаимодействием можно пренебречь. Однако ситуация изменяется, если фотоны образуются при больших z . Из-за увеличения плотности газа при возрастании z оптическая толща межгалактического газа быстро растет:

$$\tau(z) \sim \tau_0 (1+z)^{3/2} \quad (6.28)$$

и при $z \gtrsim 10$ поглощение излучения будет значительным [50, 51].

Для дальнейшего существенно следующее различие между комптон-эффектом и образованием пар. В последнем случае фотон исчезает в процессе взаимодействия (число фотонов уменьшается), в первом он рассеивается и теряет часть своей энергии.

При достаточно больших энергиях фотонов ($E_\gamma \gg 100 \text{ Мэв}$) в процессе взаимодействия фотонов с газом преобладает рождение пар. Поглощение фотонов в газе описать математически просто: удельная светимость $j(E_\gamma)$ умножается на вероятность прохождения фотона от источника до точки регистрации без поглощения:

$$j^*(E_{\gamma 0}, 0) = j(E_{\gamma r}, z) W(E_{\gamma 0}, z); \quad (6.29)$$

$$W(E_{\gamma 0}, z) = e^{-\tau(E_{\gamma 0}, z)}; \quad (6.30)$$

$$\tau(E_{\gamma 0}, z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z dz' n_u(z') \sigma[E_{\gamma 0}(1+z')] \times \\ \times \frac{1}{(1+z')^2 \left(1 + \frac{\rho}{\rho_{\text{крит}}} z'\right)^{1/2}}.$$

Используя выражение для сечения рождения пар (§ 2.6), получаем выражения для $\tau_p(E_{\gamma 0}, z)$ (в простейшем случае $\rho/\rho_{\text{крит}} = 1$):

$$\tau_p(E_{\gamma 0}, z) = \frac{c n_{u0}}{H_0} \alpha r_0^2 \frac{56}{27} \times \\ \times [(1+z)^{3/2} - 1] \left[\ln \frac{2E_{\gamma 0}(1+z)}{mc^2} - \frac{137}{42} \right], \quad (6.31)$$

или

$$\tau_p(E_{\gamma 0}, z) = 1,2 \cdot 10^{-4} \left[(1+z)^{3/2} - 1 \right] \times \\ \times \left[\ln \frac{2E_{\gamma 0}(1+z)}{mc^2} - \frac{137}{42} \right].$$

Выражения (6.31) верны, если $100 \text{ Мэв} \lesssim E_\gamma \lesssim 10 \text{ Гэв}$. Если $E_\gamma \gg 10 \text{ Гэв}$, то вступает в силу процесс образования пар на реликтовом излучении (см. § 4.4). Если $E_\gamma < 100 \text{ Мэв}$, то приходится решать кинетические уравнения для фотонов. Этот вопрос подробно разбирался в работах [52—54].

Общее уравнение для переноса излучения в расширяющейся Вселенной имеет вид [54]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{I'(E_\gamma, z)}{(1+z)^3} \right] = - \frac{\partial}{\partial E_\gamma} \left[\frac{dE_\gamma}{dt} \cdot \frac{I'(E_\gamma, z)}{(1+z)^3} \right] + \\ + \frac{I(E_\gamma, z)}{(1+z)^3} - n_u(z) c \sigma_p(E_\gamma) \frac{I'(E_\gamma, z)}{(1+z)^3} - \\ - n_u(z) c \sigma_c(E_\gamma) \frac{I'(E_\gamma, z)}{(1+z)^3} + n_u(z) \frac{c}{(1+z)^3} \times \\ \times \int_{E_\gamma}^{\infty} dE'_\gamma \frac{d\sigma_c(E'_\gamma, E_\gamma)}{dE_\gamma} I'(E'_\gamma, z). \quad (6.32)$$

Первый член в правой части этого уравнения учитывает потери энергии, обусловленные расширением Вселенной, второй описывает источники излучения, третий — поглощение фотонов из-за образования пар, последние два члена отвечают изменению интенсивности, обусловленному комптон-эффектом.

Вообще говоря, уравнение (6.32) следует решать численно. Однако в предельных случаях ($E_\gamma \gg mc^2$ и $E_\gamma \ll mc^2$) его решение упрощается. Случай больших энергий ($E_\gamma \gg mc^2$) подробно рассмотрен в работах [52—54]. Здесь же остановимся на более простом случае малых энергий ($E_\gamma \ll mc^2$), имеющем к тому же больший практический интерес. При таких энергиях в каждом акте взаимодействия фотон теряет малую часть своей энергии. Поэтому изменение энергии фотона при рассеянии можно считать непрерывным процессом, скорость которого описывается следующей формулой:

$$-dE_\gamma/dt = cn_u \sigma_T E_\gamma^2/mc^2. \quad (6.33)$$

Дифференциальное уравнение для изменения энергии фотона, обусловленного красным смещением и комптон-эффектом, при $\rho/\rho_{\text{крит}} = 1$ имеет вид

$$dE/dz = E_\gamma/(1+z) + \sqrt{1+z} E_\gamma^2/E_*, \quad (6.34)$$

$$E_* = mc^2 H_0/n_u c \sigma_T = 15mc^2 = 7,7 \text{ Мэв.}$$

Используя решение этого уравнения

$$E_*/E_\gamma = (1+z')E_*/E_\gamma' + \frac{2}{5} [(1+z')^{5/2} - 1] \quad (6.35)$$

[E_γ' — энергия фотона в точке z , E_γ — энергия фотона в точке регистрации ($z = 0$)] и выражение (6.16) для функции источников рентгеновского излучения, можно записать следующее выражение для потока излучения, наблюдаемого при $z = 0$:

$$P'(E_\gamma) = \frac{c}{H_0} K_\gamma E_\gamma^{-\gamma_\gamma} \int_0^{z_i} dz (1+z)^{\beta-0,5-\gamma_\gamma} \times \\ \times \left\{ 1 - \frac{2}{5} \cdot \frac{E_\gamma}{E_*} [(1+z^*)^{5/2} - 1] \right\}^{\gamma_\gamma-2}. \quad (6.36)$$

Варьируя свободные параметры β и z_i , в принципе можно получить форму кривой для дифференциального потока излучения, близкую к наблюдаемой в диапазоне $E_\gamma \lesssim 100 \text{ кэв}$ (см. рис. 46). Тем не менее объяснить излом в спектре фонового рентгеновского излучения взаимодействием с межгалактическим газом невозможно. Дело в том, что сечение комптон-эффекта уменьшается с увеличением энергии фотона. Это приводит к тому, что в спектре излучения (рис. 47) при энергии $E_\gamma \gtrsim 100 \text{ кэв}$ появится характерная «выемка», показанная пунктирной линией. В наблюдаемом спектре фонового рентге-

новского излучения эта выемка отсутствует. По-видимому, фоновое рентгеновское излучение не содержит указаний на происходившее взаимодействие с межгалактическим газом. Из этого следует, что либо источники рентгеновского фонового излучения располагаются

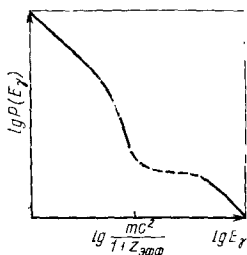


Рис. 47. Искривление степенного спектра рентгеновского излучения при взаимодействии с электронами межгалактического газа.

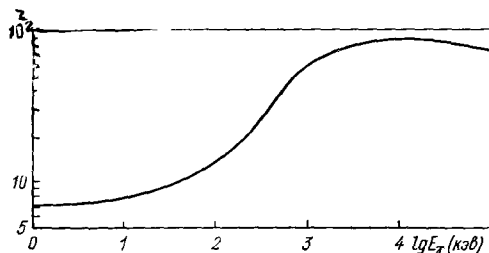


Рис. 48. Красное смещение z , соответствующее единичной оптической толщине межгалактического газа критической плотности.

не на очень больших расстояниях от нас ($z_{эфф} \leq 10-20$ при плотности межгалактического газа, близкой к критической), либо плотность $\rho \ll \rho_{крит}$.

На рис. 48 представлены предельные значения красного смещения z , с которых еще могут приходить фотоны различных энергий.

§ 6.4.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ФОНОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Введение. В § 6.3 отмечено, что фоновые излучения в рентгеновском диапазоне могут доходить до нашей Галактики с расстояний, отвечающих красному смещению $z \leq 10-20$. В этом относительно важная особенность жесткого фонового излучения. Оно несет информацию от эпохи, существенно отличающейся как от начальной стадии расширения Вселенной и от характеристической эпохи рекомбинации межгалактического газа ($z \sim 1500$), так и от современной эпохи ($z \sim 0$).

В эпоху $z \leq 10-20$ во Вселенной происходило формирование галактик и их скоплений. Естественно связать фоновые излучения с этим явлением; в этом случае фоновые излучения — важный канал информации о времени возникновения скоплений галактик (или галактик) и о ранних стадиях их развития.

При интерпретации фоновых излучений возникают два связанных между собой вопроса: о механизме фонового излучения и его источниках. Возможны два крайних подхода. Первый базируется на допущении, что между различными участками спектра фонового излу-

чения существуют причинные связи, свидетельствующие об общности механизмов и источников фонового излучения. В предельном случае такой картине отвечает предположение, что все фоновое излучение обусловлено одним механизмом и одним типом источников.

Другой подход связан с допущением, что различные участки спектра не связаны общностью происхождения и каждый из них может быть обусловлен разными типами источников.

К сожалению, характер спектра фонового излучения (см. рис. 42) не позволяет сделать однозначный выбор в пользу того или иного из этих подходов.

Энергетический спектр фонового излучения в радио- ($\nu \leq \leq 1000 \text{ Мгц}$) и рентгеновской областях характеризуется отсутствием резких выбросов (см. § 6.1)*. Спектр в радио- и рентгеновском диапазонах можно представить степенным законом с показателем $\gamma_\nu = 1,7$. В районе $\nu \sim 10^{19} \text{ гц}$ ($E_\nu \sim 30\text{--}50 \text{ кэв}$) спектр испытывает излом, вплоть до $\nu \sim 10^{22} \text{ гц}$ ($E_\nu \sim 100 \text{ Мэв}$), спектр можно представить степенной функцией с показателем $\gamma_\nu \sim 2,2 \div 2,4$. Однако подобное представление наблюдательных данных неоднозначно. Нельзя исключить (см. § 6.1), что в области $1 < E_\nu < 20 \text{ кэв}$ $\gamma_\nu \sim 1,4\text{--}1,5$; возможно, что степенная аппроксимация слишком груба и в рентгеновском диапазоне показатель γ_ν непрерывно увеличивается.

А. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ ФОНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Общие соображения. Поскольку в метagalактических источниках нетеплового излучения нередко наблюдаются сильные магнитные поля и области с высокой плотностью излучения (см. гл. 1), то появление фона в обсуждаемых диапазонах можно в принципе связать с синхротронным излучением или с обратным комптон-эффектом.

Синхротронный механизм в принципе способен объяснить фоновое излучение от радио- до рентгеновского диапазона. Казалось бы, аргументом в пользу синхротронной гипотезы является возможность (в рамках современных наблюдательных данных) аппроксимировать спектр в радио- и рентгеновском диапазонах единым степенным законом [55]. Однако подобная гипотеза встречается с громадными трудностями при анализе конкретных возможных источников фоновых излучений (см. [56] и далее этот раздел).

Другая гипотеза (назовем ее комптон-синхротронной) основана на допущении, что радиотон обусловливается синхротронным излучением, а рентгеновский возникает при обратном комптон-эффекте на реликтовом излучении [44, 57—59].

Иной подход связан с тепловым механизмом. Простейшее допущение о тепловом спектре планковского типа излучения оптически тонкой плазмы не удовлетворяет наблюдательным данным из-за

* Примером резкого выброса в спектре фонового излучения может служить реликтовое излучение, природа которого существенно отлична от фонового излучения в других диапазонах (см. § 1.4).

экспоненциального обрезания при $E_\gamma \gtrsim kT$. Такое предположение соответствует однородно нагретому межгалактическому газу. Однако иная ситуация соответствует неоднородному нагреву. Усреднение по различным температурам может привести к степенной или квазистепенной форме спектра.

Определенную помощь в выборе между названными механизмами излучения может оказать интерпретация излома, наблюдаемого в спектре фонового рентгеновского излучения при $E_\gamma \sim 40 - 60$ кэв.

Существование излома трудно объяснить в рамках синхротронной или комптон-синхротронной гипотезы, не вводя дополнительных предположений, поскольку обе модели не содержат внутренних параметров, определяющих изменение показателя γ_γ . Еще большие трудности, быть может, связаны с величиной изменения показателя $\Delta\gamma_\gamma$. Хотя нельзя исключить, что $\Delta\gamma_\gamma \lesssim 1/2$, однако скорее эта величина приближается к $\Delta\gamma_\gamma \sim 1$. Если изменение показателя обусловлено энергетическими потерями релятивистских электронов в тех же процессах, в которых возникает излучение, то $\Delta\gamma_\gamma \lesssim 1/2$ (поскольку $\Delta\gamma_e \sim 1$, см. гл. 4).

Нельзя связать изменение показателя спектра и с другими механизмами потерь: тормозными (§ 2.3) или ионизационными потерями (см. § 3.3).

Тормозное излучение нужно отвести, поскольку энергия тормозных фотонов $E_\gamma \sim E_e$. Поэтому при доминировании тормозного излучения ($\gamma_\gamma \sim 1,7$) плотность энергии в γ -диапазоне фоновых излучений должна быть больше, чем в рентгеновском диапазоне, что противоречит наблюдениям (см. § 6.1).

В космических условиях в релятивистской области потери энергии на ионизацию меньше, чем энергетические потери на синхротронное излучение, обратный комптон-эффект или тормозное излучение (см. § 3.3), поэтому ионизационные потери не могут существенно изменить спектр электронов.

Другая интерпретация излома связана с допущением, что спектр электронов не имеет чисто степенной формы уже в источниках [35, 60].

В работах [61—63] детально рассматривался механизм трансформации спектра релятивистских электронов за счет их взаимодействия с неоднородностями магнитных полей при отсутствии равновесия между космическими лучами и магнитным полем.

Торможение субкосмических лучей. До сих пор мы полагали, что рентгеновский фон обусловлен релятивистскими электронами. В работах [64, 65] было предложено весьма оригинальное объяснение излома. Примечательно, что здесь характеристики излома обуславливаются лишь космологическими параметрами: средней плотностью вещества ρ_0 и постоянной Хаббла H_0 . Несмотря на то, что последующий анализ (подробнее см. работу [66]) показал несостоятельность подобной модели, весьма поучительно проследить до конца ее выводы.

В работе [64] обсуждается механизм образования рентгеновских фотонов при торможении субкосмических (т. е. нерелятивистских) протонов на тепловых метагалактических электронах. В статье [65] рассматривалось взаимодействие субкосмических электронов с метагалактической плазмой*.

Хотя внешне эти модели выглядят различными, в их основе лежит один и тот же процесс излучения фотонов электронами. Различие (не имеющее принципиального характера) состоит в выборе системы координат: в первом случае [64] выбранная система координат (Метагалактика) совпадает с электронами, а во втором [65] — с протонами.

Для рассматриваемого случая нерелятивистских частиц количественно оба варианта приводят практически к одним и тем же результатам.

Действительно, в нерелятивистском пределе дифференциальное сечение $d\sigma_\gamma$ испускания кванта с энергией в интервале E_γ, dE_γ при столкновении протона с электроном равно [69]

$$d\sigma_\gamma = \frac{16}{3} \alpha r_0^2 \left(\frac{c}{v} \right)^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \ln \frac{4E_e}{E_\gamma}. \quad (6.37)$$

Здесь v — относительная скорость. Из (6.37) видно, что сечение не зависит от того, какая частица (электрон или протон) покоится. Поэтому мы ограничимся оценками протонного варианта [64].

Основная идея тормозного механизма базируется на зависимости энергетических потерь на красное смещение и ионизационных потерь от энергии. При энергиях частиц, больших некоторой критической энергии $E_{\text{крит}}$, основная часть энергии будет теряться из-за расширения Вселенной, и поэтому в спектре обусловленного ими излучения будет излом даже в том случае, когда спектр генерации космических лучей имеет степенной вид.

Рассмотрим эту идею количественно. Потери энергии на расширение Вселенной равны

$$(dE_K/dt)_e = -2H_0 E_K, \quad (6.38)$$

где H_0 — постоянная Хаббла.

Потери энергии на ионизацию (основной процесс потерь для медленных частиц) равны

$$(dE_{\text{кр}}/dt)_i = -8 \cdot 10^{-9} n_u(z) \sqrt{2Mc^2/E_K} b \text{ эв/сек}, \quad (6.39)$$

где $n_u(z) = n_{u0} (1+z)^3$ — концентрация электронов в Метагалактике; $b \sim 40$ — логарифмический фактор.

* Тормозной механизм применительно к галактическим электронам рассматривался давно [67, 68]. Такую модель нужно отвергнуть, поскольку она предсказывает анизотропное распределение рентгеновского космического излучения.

Приравнивая (6.38) к (6.39), получаем

$$E_{\text{к. крит}} = \left[\frac{5 \cdot 10^{-7} n_{u0}}{H_0} \sqrt{Mc^2} \right]^{2/3}. \quad (6.40)$$

Если принять, что $n_{u0} \sim 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ ($\rho = \rho_{\text{крит}}$), то

$$E_{\text{к. крит}} \sim 15 \text{ Мэв}, \quad (6.41)$$

что приводит к нужному положению излома в спектре ($E_{\text{крит}} \sim E_{\text{к. крит}} m/M$).

Суммарные потери энергии, обусловленные ионизацией и расширением Вселенной, теперь можно записать в виде

$$dE_{\text{к}}/dz = 2E_{\text{к}}/(1+z) + \sqrt{1+z} E_{\text{к. крит}}^{3/2} / E_{\text{к}}^{1/2}. \quad (6.42)$$

Это уравнение имеет решение

$$E_{\text{к}}(E'_{\text{к}}, z', z) = E_{\text{к. крит}} (1+z)^2 \times \\ \times \left\{ \left[\frac{E_{\text{к}}}{E_{\text{к. крит}} (1+z)^2} \right]^{3/2} - (1+z)^{-3/2} + (1+z')^{-3/2} \right\}^{2/3}. \quad (6.43)$$

Пусть мощность источников в единице объема имеет степенной вид:

$$l_h(E_{\text{к}}, z) dE_{\text{к}} = K_p E_{\text{к}}^{-\gamma_h} (1+z)^3 dE_{\text{к}}. \quad (6.44)$$

Тогда, используя (6.12), (6.42) и (6.43), получаем, что поток субкосмических протонов в точке с красным смещением равен

$$P_p(E_{\text{к}}, z) = \frac{K_p}{4\pi} \cdot \frac{v_p}{H_0} E^{0,5} E_{\text{к. крит}}^{-(\gamma_h+0,5)} \times \\ \times \int_z^{z_i} \frac{(1+x)^{-(2\gamma_h+0,5)} dx}{\left\{ \left[\frac{E_{\text{к}}}{E_{\text{к. крит}} (1+z)^2} \right]^{3/2} - (1+z)^{-3/2} + (1+x)^{-3/2} \right\}^{2/3}}. \quad (6.45)$$

Если $E_{\text{к}} \gg E_{\text{к. крит}} (1+z)^2$, то

$$P_p(E_{\text{к}}, z) = \frac{K_p v_p}{4\pi H_0} E_{\text{к}}^{-\gamma_h} (1+z) \times \\ \times \frac{(1+z_i)^{-(2\gamma_h-0,5)} - (1+z)^{-(2\gamma_h-0,5)}}{0,5-2\gamma_h}; \quad (6.46)$$

если $E_{\text{к}} \ll E_{\text{к. крит}} (1+z)^2$, то

$$P_p(E_{\text{к}}, z) = \frac{2}{2\gamma_h-1} \cdot \frac{K_p v_p}{4\pi H_0} E_{\text{к}}^{1,5-\gamma_h} E_{\text{к. крит}}^{-1,5}. \quad (6.47)$$

Итак, спектр субкосмических протонов имеет нестепенной характер, при увеличении E_K показатель спектра изменяется от $\gamma_h - 1,5$ до γ_h . Это приводит к появлению излома в спектре излучения в нужном месте. Однако дальнейший анализ обнаруживает трудности этой модели.

Найдем плотность энергии субкосмических протонов, необходимую для генерации наблюдавшегося рентгеновского излучения.

Соотношение (6.47) запишется в форме

$$P_p(E_K, z) = A(z) E_K^{-\gamma_h} v_p dE_K. \quad (6.48)$$

Тогда мощность излучения $l_\gamma(E_\gamma, z) dE_\gamma$ единицы объема в рентгеновской области, обусловленная тормозным излучением протонов, равна

$$l_\gamma(E_\gamma, z) dE_\gamma = dE_\gamma n_u(z) A(z) \times \\ \times \int_{ME_\gamma/m}^{\infty} dE_K E_K^{-\gamma_h} v_p d\sigma_\gamma / dE_\gamma \quad (6.49)$$

[$d\sigma/dE_\gamma$ определяется (6.37)].

После преобразований

$$l_\gamma(E_\gamma, z) = 5 \cdot 10^5 \text{ nA} \frac{e^6}{\hbar c^3} f(\gamma_h) \left(\frac{M}{m} \right)^{1-\gamma_h} \frac{E_\gamma^{-(\gamma_h+0,5)}}{m^{3/2}}. \quad (6.50)$$

Функция $f(\gamma_h)$ определяется логарифмом в выражении (6.37). В интервале $1 < \gamma_h < 2$ имеем $0,4 < f(\gamma_h) < 1,5$. Положим $f(\gamma_h) = 1$, тогда

$$dP_\gamma(E_\gamma) = dE_\gamma 10^{23} K_p E^{-(\gamma_h+0,5)} \frac{1}{2\gamma_h-0,5} \times \\ \times \left\{ \frac{1-(1+z_i)^{-3\gamma_h+0,5}}{3\gamma_h-0,5} + \frac{(1+z_i)^{-2\gamma_h+0,5} [(1+z_i)^{-\gamma_h}-1]}{\gamma_h} \right\}. \quad (6.51)$$

Приравняв это выражение наблюдаемому спектру фонового рентгеновского излучения в области $E_\gamma \gtrsim 50 \text{ кэВ}$

$$P_\gamma(E_\gamma, z=0) \approx 60 E^{-2,2 \pm 0,2} \text{ фотон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{кэВ})$$

(см. § 6. 1), получим $\gamma_h = 1,7$; $K_p \sim 10^{-20} (E_\gamma, \text{кэВ})$ и плотность энергии протонов $\omega_p(z=0) \sim 10 \text{ эВ}/\text{см}^3$, что является, пожалуй, слишком высокой цифрой. Даже в Галактике плотность космических лучей порядка $1 \text{ эВ}/\text{см}^3$, и плотность субкосмических лучей из-за более высоких энергетических потерь вряд ли будет существенно превышать эту величину.

Столь большое значение плотности субкосмических лучей должно привести и к другому «неприятному» эффекту, а именно к сильному нагреву межгалактического газа. Используя методику, развитую в работе [70], можно показать, что межгалактический газ нагреется до

температуры $\geq 10^9$ К [66] и этот газ будет излучать в рентгеновской области значительно сильнее, чем в непосредственном процессе тормозного излучения. Иначе говоря, спектр космических лучей при взаимодействии с газом термализуется (приближается к максвелловскому спектру) и нагревает газ, который и дает рентгеновское излучение большой интенсивности. Это

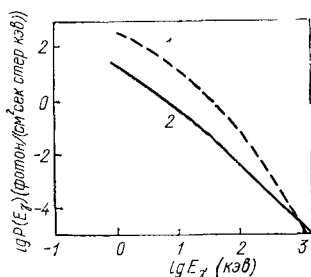


Рис. 49. Спектры излучения в тормозной модели рентгеновского фона:

1 — спектр нагретого газа; 2 — спектр обратного тормозного излучения.

можно понять, вспомнив, что в процессе тормозного излучения теряется $\sim 10^{-6}$ энергии субкосмических лучей. Остальная энергия уходит на нагрев газа. На рис. 49 представлены спектры тормозного рентгеновского излучения и излучения нагретого газа. Излучение нагретого газа примерно на два порядка интенсивнее тормозного излучения.

Излучение горячего газа. Излучение однородно нагретого газа экспоненциально убывает при $h\nu \gtrsim kT$, и поэтому его нельзя привлекать в качестве механизма фонового рентгеновского излучения, имеющего степенной (или ку-

сочно-степенной) спектр. Однако эта трудность снимается, если мы рассмотрим неоднородно нагретый газ с распределением температур $\varphi(T)^*$. Тогда интенсивность фонового излучения можно записать как

$$I \propto \int dT \varphi(T) e^{-\frac{E_\gamma}{kT}}. \quad (6.52)$$

Например, если $\varphi(T) \sim T^{-\beta_T}$ ($\beta_T = \text{const}$), то

$$I \propto E_\gamma^{-(\beta_T - 1)}. \quad (6.53)$$

Чтобы удовлетворить наблюдательным данным о спектре рентгеновского фона, нужно положить:

$$\varphi(T) \propto \begin{cases} T^{-1.5} & 1 < kT < 30 \text{ кэв;} \\ T^{-2.5} & kT > 30 \text{ кэв.} \end{cases} \quad (6.54)$$

Б. ИСТОЧНИКИ ФОНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Дискретные источники. Можно предложить два варианта происхождения фоновых излучений. В первом (назовем его локальным) излучения возникают непосредственно в источниках и затем без существенного поглощения выходят в метагалактическое пространство. Во втором (диффузная схема) излучения возникают вследствие вза-

* Можно для конкретности говорить о распределении температуры внутри источников или о распределении источников по усредненным (по данному источнику) температурам.

имодействия космического излучения с межгалактическим газом или реликтовым излучением.

Локальный вариант. Для ориентировки в табл. 25 сведены данные о мощности излучения наиболее изученных внегалактических источников, а также нашей Галактики*.

ТАБЛИЦА 25

*Мощность источников рентгеновского излучения
в различных диапазонах, эрг/сек*

Источник	Диапазоны излучения			
	радио $10\text{ м} > \lambda > 1\text{ см}$	инфракрас- ного, $10\text{ мкм} < \lambda < 1\text{ мм}$	рентгенов- ского $2\text{ кэв} < E_\gamma < 6\text{ кэв}$	гамма $E_\gamma > 100\text{ Мэв}$
Галактика	10^{39}	10^{42}	$2 \cdot 10^{39}$	$4 \cdot 10^{38}$
<i>M 87</i>	$5 \cdot 10^{41}$	$2 \cdot 10^{43}$	$1 \cdot 10^{43}$	$< 4 \cdot 10^{44}$
<i>Cen A</i>	10^{41}	10^{43}	$3 \cdot 10^{41}$	—
<i>NGC 1275</i>	$2 \cdot 10^{41}$	10^{46}	$2 \cdot 10^{44}$	$< 4 \cdot 10^{46}$
<i>NGC 1068</i>	10^{39}	10^{46}	$< 3 \cdot 10^{42}$	—
<i>NGC 4151</i>	10^{38}	10^{45}	$1 \cdot 10^{42}$	$< 7 \cdot 10^{44}$
<i>3C 273</i>	$3 \cdot 10^{45}$	$7 \cdot 10^{47}$	10^{46}	$< 7 \cdot 10^{47}$

Нужно сразу же оговориться, что обобщение данных табл. 25 на все источники соответствующей популяции неправильно. Галактика и особенно сейфертовская галактика *NGC 1275* и квазар *3C 273*, — нетипичные источники. Более правильно использовать энергетические характеристики, усредненные по данному типу источников, для сопоставления с особенностями фонового излучения. Рассмотрим ситуацию на примере синхротронной модели [56]. В этой модели источники должны удовлетворять противоречивым требованиям: а) отсутствию загиба спектра в области малых частот ($\nu_m = \omega_m/2\pi \approx \approx 1 \div 2\text{ МГц}$); это требование означает отсутствие реабсорбции и может быть выполнено только в источниках с относительно слабыми магнитными полями небольшой протяженности; б) полное торможение электронов с энергией E_{em} , ответственных за появление излучения с частотой ν_m ; в) единство механизма излучения в большом интервале частот и г) значительная интенсивность излучения, достаточная для объяснения наблюдаемой интенсивности фонового излучения. Условия (б—г) требуют, наоборот, больших магнитных полей. Рассмотрим условия (а—г) количественно.

Условие (а) можно записать в форме

$$\mu(\nu_m)R \ll 1, \quad (6.55)$$

где R — характерный размер источника, а μ — коэффициент реабсорбции. Для степенного спектра электронов коэффициент μ можно записать в виде (2.60).

* Данные о мощности рентгеновского излучения Галактики получены экстраполяцией мощности наблюдаемых галактических источников на весь галактический диск [71, 72].

Условие (б) влечет неравенство

$$l dE_{em}/dx > E_{em}, \quad (6.56)$$

где dE_{em}/dx — энергетические потери, определяемые (2.17); l — длина пути в источнике; если диффузия отсутствует, то $l \sim R$; при наличии диффузии $l = xR$, где $x \gg 1$.

Условие (в) требует, чтобы плотность энергии магнитного поля w_H превышала плотность энергии излучения w_γ , т. е.

$$H^2/8\pi > L/4\pi c R^2. \quad (6.57)$$

Условие, соответствующее требованию (г), можно получить из (6.13). Для рентгеновского диапазона оно имеет вид

$$Ln_b \sim 10^{-33} \text{ эрг/ (см}^3 \cdot \text{сек)} \quad (6.58)$$

где n_b — плотность источников фонового излучения. Для радиодиапазона

$$Ln_b \sim 10^{-36} \text{ эрг/ (см}^3 \cdot \text{сек)}. \quad (6.59)$$

Условие (6.55) удобно записать через отношение $y = \frac{w_e}{w_H} = \frac{K_e E_e^{-(\gamma_e-2)}}{\gamma_e-2} \cdot \frac{8\pi}{H^2}$; подставляя численные значения констант при $\gamma_\gamma = 1,7$, получаем

$$RH^4 < 2 \cdot 10^4 y. \quad (6.60)$$

Из условия (6.56) следует:

$$R^2 H^3 > 1,6 \cdot 10^{38} x^{-2} \quad (6.61)$$

($v_m = 2 \text{ Мгц}$).

Используя (6.55), можно получить выражение для дифференциальной светимости L_γ :

$$L_{\gamma m} = 2 \cdot 10^{-18} R^3 H^{7/2} y \text{ эрг/(сек} \cdot \text{гц)}. \quad (6.62)$$

Полная светимость в диапазоне 2—3 Мгц равна

$$L \sim v L_\gamma \sim 4 \cdot 10^{-12} R^3 H^{7/2} y. \quad (6.63)$$

Тогда условие (6.57) соответствует

$$H^{3/2} R < 4 \cdot 10^{21} y. \quad (6.64)$$

Как и ожидалось, условия (6.60), (6.61), (6.64) приводят к трудностям при выборе параметров конкретных источников. Если $x \sim 1$ (диффузия отсутствует), то этим условиям удовлетворяют источники с явно нереалистическими параметрами ($R \sim 10^{26} \div 10^{27} \text{ см}$, $L \gtrsim 10^{48} \text{ эрг/сек}$). Параметры могли бы стать более реальными, если $x \gg 1$. Если $x \sim 10^4$, то $R \sim 10^{22} \div 10^{24} \text{ см}$, $L \sim 10^{40} \div 10^{44} \text{ эрг/сек}$. Этим параметрам не удовлетворяют нормальные галактики и компактные источники (см. гл. 1). Немногим более соответствуют вы-

численным параметрам мощные радиогалактики ($R \sim 10^{22}$ см). Однако допущение о том, что мощные радиогалактики — основные источники, встречается с другой трудностью. Для стационарного спектра необходимо, чтобы время жизни источника T удовлетворяло условию

$$T \gtrsim xR/c \gtrsim 10^8 \text{ лет.} \quad (6.65)$$

Это примерно на два порядка превышает оценки времени жизни мощных радиоисточников.

Рассмотрим теперь проблему источников в рамках комптон-синхротронной модели. Если пытаться объяснить все фоновое излучение единым типом источников, то нужно сразу отказаться от сейфертовских галактик [слишком слабая светимость в радиодиапазоне; см. табл. 27 и условие (6.57)]. Более проблематична возможность объяснения фона квазарами — слишком мало известно об их рентгеновском излучении.

Поэтому остановимся на нормальных галактиках в качестве основных источников фона. Уже при объяснении радиофона встречаются трудности. Большая часть исследователей полагают, что радиофон обуславливается эволюционирующими объектами — мощными радиогалактиками или квазарами (см. работу [2]). Однако в работах [73, 74] допускается, что именно нормальные галактики и слабые радиогалактики могут обеспечить значительную часть радиофона.

Еще более сложно объяснение этими объектами рентгеновского фона (см., например, работу [59]). При плотности галактик $n_r \sim 3 \cdot 10^{-75} \text{ см}^{-3}$ (см. гл. 1) и светимости Галактики в рентгеновском диапазоне $\sim 2 \cdot 10^{39} \text{ эрг/сек}$ (см. табл. 27), а также при пропорциональности светимости галактик их массе получается, что необходимо требование (6.57) не выполняется примерно на два порядка.

Вместе с тем в Галактике $L_x/L_{rad} \sim 2$ (см. табл. 25), в то время как отношение соответствующих плотностей энергий для фона порядка 10^2 — 10^3 (см. табл. 22).

Единственным разрешением обеих трудностей является допущение о сильной эволюции нормальных галактик в рентгеновском диапазоне. Поскольку до $z \sim 0,3$ в оптической области сколько-нибудь значительной эволюции не наблюдается, то подобное допущение следует понимать так, что в прошлом ($z \gtrsim 1$) светимость в рентгеновском диапазоне была существенно больше. Поскольку плотность энергии реликтового излучения $\sim (1+z)^4$, то при $z \sim 3 \div 4$ $L_x/L_{rad} \sim 10^2$ (если, разумеется, магнитное поле не изменяется со временем).

При допущении, что радио- и рентгеновское излучение вызывается различными источниками (например, радиоизлучение — мощными радиогалактиками, а рентгеновское — сейфертовскими галактиками), возникает вопрос о соответствии мощности сейфертовских галактик наблюдаемой интенсивности рентгеновского фона. Полагая, что сейфертовские галактики составляют $\sim 1\%$ всех нормальных галактик (см. гл. 1) и что их мощность излучения в рентгенов-

ском диапазоне $\sim 10^{42}$ эрг/сек, мы получим, что отношение (6.58) не выполняется примерно на полтора порядка. Таким образом, и в этой схеме мы должны прибегнуть к идее эволюции (в данном случае сейфертовских галактик). Идея эволюции подразумевает две возможности: либо увеличение светимости данных объектов, либо возрастание их пространственной плотности с увеличением z . Последняя трактовка наталкивает на возможную генетическую связь нормальных и сейфертовских галактик*. Тогда эволюция может сводиться к увеличению «процентного содержания» сейфертовских галактик относительно нормальных с ростом z .

Итак, в рамках комптон-синхротронной гипотезы для объяснения наблюдаемой интенсивности фона нужно потребовать сильную эволюцию возможных источников.

Диффузный вариант. Основная идея этой модели заключается в допущении, что рентгеновский фон обусловлен обратным комптоновским излучением релятивистских электронов на реликтовом излучении (см. работы [57—60, 75]). В этом варианте проблема источников сводится к вопросу о происхождении метagalактических электронов.

Сравнительно уверенный ответ относительно интенсивности релятивистских электронов можно дать для нашей Галактики (см. далее и § 5.2).

Относительно других возможных источников электронов можно привести следующее общее соображение: чтобы из источников выходили релятивистские электроны с плотностью энергии, превосходящей плотность энергии излучения, нужно, чтобы пробег электронов был не меньше размеров излучающей системы. В противном случае основная доля энергии релятивистских электронов будет переходить в излучение внутри самих объектов. В табл. 26 сопоставляются размеры источников R и пробеги S электронов с энергией $\sim 10^8$ эв относительно обратного комптон-эффекта. Значения w_γ соответствуют энергии фотонов ≤ 1 эв; из табл. 26 следует, что возможным поставщиком электронов в метagalактическое пространство могут быть только нормальные галактики.

ТАБЛИЦА 26
*Пробег электронов высоких энергий в различных
космических объектах*

Объект	w_γ , эв/см ³	R , см	S , см
Галактика	1	10^{22}	10^{27}
Ядра квазаров и сейфертовские галактики	10^{14}	10^{17}	10^{13}
Пульсары	10^{17}	10^8	10^{10}

* Подобная связь не является обязательной (подробное обсуждение этого вопроса см. в § 1.5).

Оценки (см. гл. 5) показывают, что мощность испускания Галактикой релятивистских частиц с энергией $\sim 10^9$ эв* равна $U_e \leq 10^{39}$ эрг/сек. Такой мощности недостаточно (без допущения об эволюции) для объяснения наблюдаемой интенсивности рентгеновского излучения [см. соотношение (6.58)]. Таким образом, и в рамках диффузной схемы необходимо допущение об эволюции источников.

Непосредственная проверка диффузного варианта. Вид спектра рентгеновского излучения, образующегося при взаимодействии метagalактических электронов с реликтовым излучением, не может быть произвольным. Как было показано в работе [75] (см. также § 4.1), на показатель спектра фонового рентгеновского излучения в диффузной модели накладывается ограничение: в любом энергетическом интервале численное значение $\gamma_\nu = -d \ln P(E_\nu)/dE_\nu$ не должно быть меньше $3/2$.

Если это условие не выполняется, то фоновое рентгеновское излучение не может быть обусловлено взаимодействием метagalактических электронов с реликтовым (или инфракрасным) излучением. В настоящее время (конец 1972 г.) результаты экспериментов по измерению спектральных характеристик фонового рентгеновского излучения недостаточно определены для того, чтобы сделать окончательные выводы о справедливости диффузной гипотезы (см., например, табл. 23). Однако если последующие, более точные, эксперименты по изучению спектра фонового рентгеновского излучения покажут, что условие $\gamma_\nu \geq 3/2$ не выполняется, то диффузную гипотезу происхождения рентгеновского фона можно будет отвергнуть.

Скопления галактик как возможный источник рентгеновского фона [56]. Выше отмечалось, что наиболее «естественные» гипотезы происхождения фона наталкиваются на трудности. Представляется целесообразным проанализировать возможную связь рентгеновского фона с рентгеновским излучением скоплений галактик**. Сильное рентгеновское излучение в диапазоне нескольких килоэлектрон-вольт наблюдалось от скопления *Coma* [76, 77] и от скопления *Virgo* [78, 79]. Оказалось, что интенсивность излучения скопления *Coma*, содержащего $\sim 10^4$ галактик, равна $2,6 \cdot 10^{44}$ эрг/сек (в диапазоне 1,8—10 кэв), а интенсивность скопления *Virgo* ($2,5 \cdot 10^3$ галактик) составляет $1,6 \cdot 10^{43}$ эрг/сек (в диапазоне 0,7—4 кэв).

Принимая для простоты, что все галактики сосредоточены в скоплениях и рентгеновское излучение скоплений пропорционально числу галактик в нем, можно получить, опираясь на формулу (6.13), что в интервале 1,8—10 кэв интенсивность фонового излучения составляет $\sim 10^{-8}$ эрг (см²·сек·стер), что в 5—7 раз меньше наблюдаемого значения (см. § 6.1). Этому расхождению едва ли следует придавать сейчас существенное значение, поскольку светимость в расчете на одну галактику весьма неопределенна.

* Энергией, достаточной для образования рентгеновского излучения с энергией фотонов ~ 1 кэв.

** О такой возможности упоминалось в работе [76].

Рассмотрим теперь вопрос о форме спектра. Согласно работе [77], спектр излучения от скопления *Coma* можно представить экспонентой

$$I = (0,69 \pm 0,13) \cdot 10^{-10} \exp \left(-\frac{E_\gamma}{6,3 \pm 1,1} \right) \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{кэв}) \quad (6.66)$$

или степенью

$$I = (1,26 \pm 0,24) \cdot 10^{-10} E_\gamma^{-0,87 \pm 0,14} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{кэв}). \quad (6.67)$$

Допущение, что нетепловой спектр можно объяснить комптоновским рассеянием реликтовых фотонов на релятивистских электронах, неудовлетворительно. Покажем, что при таком предположении будет большое отклонение от равномерного распределения энергии между электронами и магнитным полем и вокруг скопления должен быть сильный ореол в рентгеновском диапазоне.

Полагая расстояние до скопления *Coma* равным 90 Мпс, а угловой размер источника $\theta = 45'$, получаем, что объем источника $2 \cdot 10^{73} \text{ см}^3$, а мощность излучения в рентгеновском диапазоне

$$L_\gamma = 2 \cdot 10^{-21} E_\gamma^{-1,87} \text{ фотон}/(\text{см}^3 \cdot \text{стер} \cdot \text{сек} \cdot \text{кэв}). \quad (6.68)$$

Используя выражение для удельной светимости релятивистских электронов со степенным спектром (2.113), получаем

$$\omega_e = \frac{K_e E_{e \text{ мин}}^{-(\gamma_e - 2)}}{\gamma_e - 2}, \quad (6.69)$$

где $K_e \sim 35 (E_e, \text{кэв})$. В рамках комптоновского механизма квантам с энергией 1 кэв соответствуют электроны с $E_{e \text{ мин}} \sim 1 \text{ Гэв}$, тогда $\omega_e \sim 2 \text{ эв}/\text{см}^3$.

Из светимости скопления *Coma* в радиодиапазоне ($L_{\text{rad}} \sim 10^{41} \text{ эрг/сек}$ [80]) и соотношения

$$\omega_H \sim \omega_{re} L_{\text{rad}}/L_x \quad (6.70)$$

($\omega_{re} \sim 0,25 \text{ эв}/\text{см}^3$ — плотность реликтового излучения в нашу эпоху) получаем

$$\omega_H \sim 10^4 \omega_e, \quad (6.70a)$$

что соответствует высокой степени нестационарности.

Другая трудность обусловлена тем, что если выполняется условие (6.70a), то электроны должны двигаться практически прямолинейно. Тогда [см. (2.17)] электроны с энергией $E_e \sim 1 \text{ Гэв}$ будут терять на пути, равном размерам скопления *Coma* ($\sim 1 \text{ Мпс}$), лишь малую часть своей энергии. Расстояния, на которых электроны таких энергий будут терять половину своей энергии, порядка 25 Мпс.

Следовательно, в рентгеновском диапазоне должна светиться область таких размеров. Это было бы обнаружено на опыте. По этим причинам допущение, что рентгеновское излучение скопления *Coma* обусловлено обратным комптон-эффектом, необходимо отвергнуть.

Рассмотрим теперь допущение, что фоновое излучение обусловлено нагретым газом*. Ранее отмечалось, что спектр оптически тонкой плазмы с фиксированной температурой не соответствует наблюдениям фонового рентгеновского излучения. Однако распределение температур внутри скопления или среди различных скоплений не обязано быть δ -функцией. Если взять распределение по температурам $\varphi(T)$ в форме (6.54), то можно удовлетворить наблюдаемой форме спектра.

Средняя температура, соответствующая распределению (6.54), $kT \sim 6$ кэв, что согласуется с наблюдаемой температурой в скоплении *Coma* ($kT \sim 6,3$ кэв [77]).

Если полагать, что предложенная интерпретация верна вплоть до $E_\gamma \sim 1$ Мэв, то нужно допустить существование источников с высокими температурами ($kT \sim mc^2$), что представляется проблематичным. Более правдоподобно, что фоновое рентгеновское излучение имеет «тепловое» происхождение при $E_\gamma < 100$ кэв и «комptonовское» при $E_\gamma \gtrsim 100$ кэв.

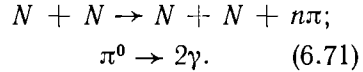
Для выяснения природы основных источников фона большое значение имеет исследование его углового распределения, начатое в работе [21]. Изучение флуктуаций углового распределения позволяет в принципе подойти к оценке числа источников, вносящих основной вклад в фоновое излучение. Поясним идею этого подхода на основе предположения о сильной эволюции источников. Для простоты можно считать, что источники возникли при некотором $z = z_i$ [см. формулу (6.23)]**. Это означает, что зарегистрированный поток фонового излучения пропорционален углу Ω , выделенному прибором.

Пусть N_i — полное число источников рентгеновского фона; тогда число источников, обуславливающих поток излучения через прибор, равно $N_i \Omega$. Если флуктуации фона имеют статистическую природу, то характеризующее их среднеквадратическое отклонение порядка $(N_i \Omega)^{1/2}$. Поэтому относительные флуктуации фона пропорциональны $(N_i \Omega)^{-1/2}$. В наблюдениях [21] $\Omega \sim 0,1$, а верхний предел флуктуации $\Delta I/I \sim 0,03$. Следовательно, $(N_i \Omega)^{-1/2} \sim 0,03$ и $N_i \gtrsim 10^4$. Подобная оценка пока не может привести к определенным выводам, поскольку оценочное число квазаров превышает на 1—2, а число скоплений — на 2—3 порядка указанную величину. Однако дальнейшее увеличение точности измерения флуктуаций может быть полезным для решения вопроса об источниках фона.

* О возможном механизме нагрева см. работу [81].

** Такое допущение делает весь подход более прозрачным. Если вклад вносят значительные интервалы z , то нужно использовать точные соотношения фридмановской космологии.

В заключение коснемся вопроса о возможном уплотнении в спектре фоновых излучений при $E_\gamma > 1$ Мэв. Мы уже отмечали (см. § 6.1), что существование этого уплотнения весьма сомнительно. Если оно все же имеет место, не лишена интереса (по крайней мере методического) следующая интерпретация. Предположим, что γ -кванты больших энергий возникают при распаде π^0 -мезонов:



Тогда, как уже отмечалось (§ 3.1), при любом спектре космических лучей в спектре γ -квантов возникает характерный максимум при $E_\gamma = m_\pi c^2 / 2 = 70$ Мэв. Однако если излучение возникает в Метагалактике, этот максимум приходится на энергии $m_\pi c^2 / (1 + z_{\text{эфф}})$, где $z_{\text{эфф}}$ — красное смещение z , дающее основной вклад в поток γ -квантов. Возможность существования подобного максимума анализировалась в

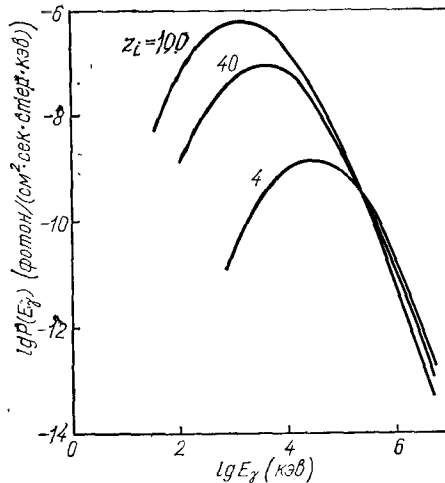


Рис. 50. Спектры фотонов от распада π^0 -мезонов, образующихся на разных стадиях расширения Вселенной.

работах [48, 82] до появления данных о фоновых излучениях при $E_\gamma \sim 1$ Мэв. Если аппроксимировать спектр вторичных γ -квантов в точке их образования функцией (3.25), то в точке наблюдения спектр фотонов имеет следующую форму:

$$P_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-\gamma_\gamma} \int_0^{z_i} dz_1 f_1(z_1) \int_0^{z_i} f_2(z_2) dz_2 \times \\ \times \exp \left[- \frac{0,2}{0,01 + E_\gamma (1 + z_2)} \right], \quad (6.72)$$

где f_1, f_2 — некоторые степенные функции от $1 + z$.

Вынося предэкспоненциальный множитель при $z = z_{\text{эфф}}$ и дифференцируя, получаем, что спектр имеет максимум при

$$E_\gamma \sim m_\pi c^2 / 2 (1 + z_{\text{эфф}}). \quad (6.73)$$

На рис. 50 приведены спектры γ -квантов, вычисленные при различных допущениях о $z_{\text{эфф}}$ и спектре космических лучей [82].

ФОНОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И МЕТАГАЛАКТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ

Анализ фоновых излучений позволяет подойти к вопросу о происхождении космических электронов. Сразу же после открытия реликтового излучения в ряде работ [83—85] было отмечено, что наблюдаемые вблизи Земли электроны не могут иметь метагалактическое происхождение. В самом деле, эффективное взаимодействие ультрарелятивистских электронов с реликтовым излучением посредством обратного комптон-эффекта приводит к торможению электронов за время

$$t_e = \frac{5,2 \cdot 10^{16}}{E_e} \text{ сек}, \quad (6.74)$$

где E_e — в Гэв. Если $E_e \geq 1$ Гэв, то $t_e \ll 1/H_0$.

Из экспериментальных данных об интенсивности фонового излучения в рентгеновском диапазоне можно получить верхний предел интенсивности электронов в Метагалактике [85]. Верхний предел интенсивности электронов оценивается из допущения, что фоновое излучение в рентгеновской области обуславливается комптон-эффектом на реликтовом излучении. Первые оценки [85], пренебрегавшие расширением Метагалактики, привели к заключению, что плотность энергии космических релятивистских электронов в Метагалактике $w_e \leq 10^{-5}$ эв/см³, что примерно на три порядка меньше плотности электронов в нашей Галактике.

Сделаем оценку плотности энергии метагалактических электронов в фридмановской модели Вселенной (см. также работу [86]). Предположим, что мощность инжекции релятивистских электронов в межгалактическое пространство определяется выражением

$$l_e = l_{e0} (1+z)^{\beta_e+3} \text{ эв/(см}^3 \cdot \text{сек)}, \quad (6.75)$$

где β_e — показатель эволюции источников электронов.

Вычисление отношения плотностей энергии метагалактических электронов и рентгеновских фотонов сильно упрощается следующими предположениями:

1) почти вся энергия электронов переходит к фотонам рентгеновского фона за времена, много меньшие времени расширения Вселенной $1/H_0$;

2) форма энергетического спектра фотонов фонового излучения в данном случае не зависит от параметра красного смещения z и определяется только видом спектра инжектируемых электронов [поскольку $E_\gamma' < \epsilon_r = \text{const}(z)$]. Поэтому выражение для плотности энергии фотонов можно записать в виде (см. § 6.2):

$$\omega_\gamma = \frac{l_{e0}}{H_0} \int_0^z dz \frac{(1+z)^{\beta_e+3}}{(1+z)^{6,5}} \text{ эв/см}^3 \quad (6.76)$$

или

$$\omega_\gamma = \frac{l_{e0}}{H_0} \cdot \frac{(1+z_i)^{\beta_e-2,5} - 1}{\beta_e-2,5} \quad (6.77)$$

(z_i соответствует началу действия источников).

Вместе с тем плотность энергии метагалактических электронов в нашу эпоху (при $z=0$) связана с мощностью инжекции простым соотношением

$$\omega_e \sim l_{e0} t_e; \quad (6.78)$$

t_e — характерное время торможения электрона за счет обратного комптон-эффекта на реликтовом излучении (6.74).

Следовательно, плотность энергии фотонов фонового излучения ω_γ и плотность метагалактических электронов ω_e связаны соотношением

$$\frac{\omega_\gamma}{\omega_e} \sim \frac{1}{t_e H_0} \cdot \frac{(1+z_i)^{\beta_e-2,5} - 1}{\beta_e-2,5}. \quad (6.79)$$

Подставив численные значения величин, получим

$$\begin{aligned} \omega_\gamma/\omega_e &\sim 60 \\ (E_e &\sim 10 \text{ Гэв}). \end{aligned} \quad (6.80)$$

Экспериментальное значение плотности энергии фонового излучения в диапазоне 4—40 кэв равно $3 \cdot 10^{-5} \text{ эв/см}^3$ [1]. Поскольку энергии рентгеновского фотона и релятивистского электрона в обратном комптон-эффекте на реликтовом излучении связаны соотношением

$$E_e \sim mc^2 \sqrt{3E_\gamma/4 \langle \epsilon_r \rangle}, \quad (6.81)$$

можно утверждать, что плотность энергии метагалактических электронов в диапазоне энергий 3—10 Гэв, соответствующем диапазону энергий фотонов 4—40 кэв, не превышает

$$\omega_e \lesssim 10^{-6} \text{ эв/см}^3. \quad (6.82)$$

Для сравнения отметим, что плотность энергии галактических электронов в том же диапазоне энергий более чем на три порядка выше ($\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ эв/см}^3$; см. § 5.1).

Если эволюция источников метагалактических электронов велика ($\beta_e \gg 2,5$), то верхний предел плотности энергии метагалактических электронов заметно понижается:

$$\omega_e \lesssim 10^{-6} \frac{\beta_e-2,5}{(1+z_i)^{\beta_e-2,5} - 1}. \quad (6.83)$$

Следовательно, наблюдаемые на границе земной атмосферы электроны не могут иметь метагалактическое происхождение. Это экспериментально свидетельствует в пользу галактического происхож-

дения космических лучей (эта теория подробно развивается в монографии [87]), если только релятивистские электроны и космические лучи имеют общее происхождение.

Следует отметить, что фоновое рентгеновское излучение не может быть обусловлено метагалактическими электронами вторичного происхождения (образующимися при распаде $\pi^\pm$ -мезонов, рожденных в столкновениях нуклонной компоненты космических лучей с межгалактическим газом).

Действительно, вся энергия электронов с энергией $\sim 10^9$ эв переходит в рентгеновское излучение, плотность энергии которого составляет $3 \cdot 10^{-5}$ эв/см³ [1]. Однако при распадах $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ в электронную и фотонную компоненты переходит примерно одинаковая энергия (в соответствии с изотопической инвариантностью $N_{\pi^\pm} = 2N_{\pi^0}$, см. § 3.1). Поэтому плотность энергии в рентгеновском и γ -диапазонах должна быть примерно одинакова. В действительности, плотность энергии в диапазоне γ -излучения $\leq 10^{-6}$ эв/см³ (см., например, работу [88]), т. е. они отличаются почти на два порядка.

§ 6.6.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЙ ГАЗ

Фоновое излучение в ультрафиолетовой области $5 \lesssim E_\gamma \lesssim 20$ эв занимает особое место.

Во-первых, эта область является промежуточной между радио- и рентгеновским диапазонами. В свете сказанного в § 6.4 эта промежуточная область важна для выбора между различными гипотезами о происхождении фонового излучения в смежных диапазонах.

Во-вторых, ультрафиолетовое излучение поглощается межзвездным и межгалактическим газом, и поэтому оно должно вызывать вторичные эффекты и прежде всего ионизовать межгалактический газ [89].

К сожалению, экспериментальные данные об ультрафиолетовом фоне дают пока лишь верхнюю границу. Крайне необходимо уточнить данные в этой области.

Отметим прежде всего, что если справедливы синхротронная или комpton-синхротронная гипотезы, то в Метагалактике обязательно будет сильное ультрафиолетовое излучение [90]. Подчеркнем, что здесь идет речь не об экстраполяции энергетического спектра фоновых излучений в ультрафиолетовую область. Идея последующего рассуждения иная; релятивистские электроны, обуславливающие рентгеновское фоновое излучение в этом процессе, теряют часть энергии. Поэтому неизбежно, что вследствие уменьшения энергии релятивистских электронов они пройдут область, в кото-

рой электроны будут излучать в ультрафиолетовом диапазоне*.

Оценим поток метagalактического ультрафиолетового фонового излучения в рамках диффузной модели [90]. Здесь имеется критическая энергия $E_{\text{екрит}} = \frac{3H_0 (mc^2)}{4c\sigma_T \langle \varepsilon_{r0} \rangle} (1+z)^{-5/2}$, такая, что если $E_e > E_{\text{екрит}}$, то в основном энергия электрона расходуется на образование фонового излучения в процессе обратного комптон-эффекта; если же $E_e < E_{\text{екрит}}$, то энергия растрачивается при расширении Вселенной (см. работы [49, 90]).

Для нашей эпохи ($z = 0$) оказывается, что $E_{\text{екрит}} \sim 10^8$ эв; это соответствует появлению фонового излучения с энергией $E_\gamma \sim 10$ эв. При увеличении z этот порог еще более снижается. Таким образом, если в межгалактическом пространстве эффективно образуется рентгеновское излучение, то весьма эффективно возникает и ультрафиолетовое излучение**.

При оценке интенсивности ультрафиолетового излучения возможны два случая. Первый соответствует допущению, что из источников выходят релятивистские электроны со степенным спектром, у которого энергия обрезания (снизу) $E_{eL} < E_{\text{екрит}}$; второй — обратному соотношению $E_{eL} > E_{\text{екрит}}$. В первом случае ультрафиолетовое излучение имеет спектр, являющийся экстраполяцией спектра рентгеновского диапазона.

Рассмотрим более подробно второй случай. Изолированный электрон с начальной энергией E_{e0} на своем пути в процессе обратного комптон-эффекта образует фотоны со спектром:

$$\Phi(E_{e0}, E_\gamma) = \frac{1}{2} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon_{r0}} \right)^{1/2} E_\gamma^{-3/2} \theta \left[\frac{4}{3} \varepsilon_{r0} \left(\frac{E_{e0}}{mc^2} \right)^2 - E_\gamma \right]. \quad (6.84)$$

Пусть спектр электронов в пространстве имеет форму (6.75). Используя (6.80) и (6.12), получаем, что поток ультрафиолетовых квантов равен

$$dP_{UV}(E_\gamma) = dE_\gamma K_e \left(\frac{mc^2}{\varepsilon_{r0}} \right)^{1/2} \times \\ \times \frac{1 - (1+z)^{-4.5}}{4.5} E_\gamma^{-1.5} \int_{mc^2 \sqrt{3E_\gamma/4\varepsilon_{r0}}}^{\infty} E_e^{-\gamma_e} dE_e. \quad (6.85)$$

Учитывая, что $\gamma_\gamma = (\gamma_e + 1)/2 = 1.7 \div 1.8$, получаем $\gamma_e = 2.4 \div 2.5$.

* Нужно отметить некоторое различие между локальным и диффузным вариантами. В рамках последнего можно сравнительно уверенно проследить судьбу ультрафиолетового излучения (см. ниже); если же фоновые излучения возникают внутри источников, то доля выходящего наружу излучения зависит от модели источников. Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют, что поток ультрафиолетового излучения от компактных внегалактических источников (например, квазаров) очень велик [91].

** Расчеты [90] показывают, что порог $E_\gamma \lesssim 10$ эв достигается при $z \gtrsim 0.3$. При $z = 0$ порог $E_\gamma = 15$ эв.

Константу K_e можно определить из экспериментальных данных по интенсивности рентгеновского излучения (см. § 6.1). В результате получаем, что плотность энергии ультрафиолетового излучения в нашу эпоху равняется:

$E_{eL}, \text{ эв}$	$5 \cdot 10^8$	10^8
$w_{UV}, \text{ эв/см}^3$	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$

Подобные значения плотности энергии ультрафиолетового излучения соответствуют потоку $P_{UV} \sim 10^4 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{сек)}$.

Рассмотрим стационарную ионизацию межгалактического газа, вызванную потоком ультрафиолетового излучения [89]:

$$dn_{uH}/dt = dn_u/dt, \quad (6.86)$$

где n_{uH} , n_u — концентрация нейтральных и ионизованных атомов соответственно.

Скорость ионизации равна

$$\frac{dn_{uH}}{dt} = 4\pi n_{uH} \int_{E_i}^{\infty} dP_{UV}(E_\gamma, z) \sigma_{\gamma H}(E_\gamma), \quad (6.87)$$

$E_i = 13,6 \text{ эв}$ — ионизационный потенциал атома водорода. Используем для сечения $\sigma_{\gamma H}$ фотоионизации выражение (2.169).

Степень ионизации n_{uH}/n_u зависит от коэффициента рекомбинации α_i , который, в свою очередь, определяется температурой T межгалактического газа. Сколько-нибудь надежные оценки значений T отсутствуют (см. § 1.4); однако зависимость $\alpha_i(T)$ относительно слабая.

Мы приведем оценки величины n_{uH}/n_u для двух значений температур: $T_1 = 10^5 \text{ К}$ и $T_2 = 10^3 \text{ К}$. В первом случае $\alpha_{i1} \sim 10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}$, во втором $\alpha_{i2} \sim 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}$.

Если $n_{uH}/n_u \ll 1$ (что, как мы увидим далее, оправдывается), то

$$\frac{n_{uH}}{n_u} = \frac{\alpha_i n(z=0) \frac{1 - \omega_i^{2,5}}{\omega^{2,5} - \omega_i^{2,5}}}{4\pi \int_{E_i}^{\infty} dP_{UV}(E_\gamma, 0) \sigma_{\gamma H}(E_\gamma)}; \quad (6.88)$$

$$\omega = 1/(1+z); \quad \omega_i = 1/(1+z_i).$$

Если $\omega_i \ll 1$, то $n_{uH}/n_u \propto \omega^{-2,5}$, при $T = T_1$

$$n_{uH}/n_u(z=0) \sim 2 \cdot 10^{-4} \rho/\rho_{\text{крит}}. \quad (6.89)$$

При $T = T_2$ это отношение примерно в два раза больше. Отношение (6.88) существенно зависит от предположений относительно эволюции источников релятивистских электронов. Величина (6.89) при заданном значении T является максимальной. Если эволюция сильная, то это отношение примерно в 4—5 раз меньше [89].

Полученные соотношения можно использовать для интерпретации наблюдений [92], в которых было получено, что в окрестности квазара 3С9 (красное смещение $z \sim 2$), плотность нейтрального водорода $n_{\text{нн}} \lesssim 6 \cdot 10^{-11} \text{ г/см}^3$. Для объяснения результатов [92] нужно допустить, что при $T = T_1$ $\rho \lesssim 5 \cdot 10^{-2} \rho_{\text{крит}}$, а при $T = T_2$ $\rho \lesssim 3 \cdot 10^{-2} \rho_{\text{крит}}$. Если эволюция источников релятивистских электронов сильная, то при $T = T_1$ $\rho \lesssim 0,2 \rho_{\text{крит}}$.

Новые данные наблюдений показали, что квазары — мощные источники ионизирующего ультрафиолетового излучения в лаймановском континууме ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) [91]. Поэтому не исключено, что фоновое излучение в области ультрафиолетового излучения рождается в компактных источниках, находящихся в ядрах активных галактик и квазаров.

Опираясь на результаты исследований [93], по эволюции квазаров в оптическом диапазоне можно оценить поток ультрафиолетового излучения от квазаров. Согласно [93], светимость квазаров в расчете на единицу объема на частоте $\nu = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ гц}$ ($\lambda = 2500 \text{ \AA}$) можно выразить следующей формулой:

$$j(z) = 3,2 \cdot 10^{-49} (1+z)^9 \text{ эрг/(см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц)}; \quad (6.90)$$

$z < z_i = 2,5$; тогда интенсивность

$$I = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_i} \frac{j(z) (1+z)^{-(\gamma_\nu-1)}}{(1+z)^{5,5}} dz = \\ = 2 \cdot 10^{-22} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц)} \quad (6.91)$$

($\gamma_\nu = 1,8$ — средний показатель нетеплового степенного спектра квазаров в оптическом диапазоне, вычисленный по данным [91]). Это значение на два порядка меньше экспериментального верхнего предела в той же области длин волн [13]: $\leq 1 - 2 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/(см}^2 \times \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц)}$.

Теперь мы можем оценить плотность ρ , при которой суммарного излучения от квазаров достаточно для объяснения результатов [92]. Условие на плотность газа имеет следующий вид:

$$\left(\frac{\rho}{\rho_{\text{крит}}} \right)^2 \leq \frac{4\pi n_{\text{н}} \int_{E_i}^{\infty} dP_{UV} \left(\frac{E_\nu}{1+z}, z=0 \right) \sigma(E_\nu)}{\alpha_i n_i^2 (1+z)^3}. \quad (6.92)$$

Подставив численные значения, получим, что ультрафиолетовое излучение от квазаров может обеспечить ионизацию, необходимую для объяснения результатов [92], если $\rho/\rho_{\text{крит}} \lesssim 0,7$.

Гипотеза об ионизации межгалактического газа излучением квазаров впервые была выдвинута в работе [94]. В последнее время аналогичные расчеты проводились в работах [95, 96].

Список литературы

1. Silk J. Space Sci. Rev., 1970, 11, p. 671.
2. Лонгейр М., Сюняев Р. А. «Успехи физ. наук», 1971, 105, с. 41.
3. Harwit M. Rev. Nuovo cimento, 1970, 2, p. 253.
4. Bridle A. H. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1967, 136, p. 219.
5. Jates K. W., Wielebinski R. Austral. J. Phys., 1966, 19, p. 389.
6. Jates K. W. Austral. J. Phys., 1968, 21, p. 167.
7. Clark T. A., Brown L. W., Alexander J. K. Nature, 1970, 228, p. 847.
8. Roach F. E., Smith L. L. Geophys. J., 1968, 15, p. 227.
9. Lillie C. F. Bull. Amer. Astron. Soc., 1968, 1, p. 132.
10. Курт В. Г., Сюняев Р. А. «Космические исследования», 1969, 5, с. 573.
11. Беляев В. Л. и др. «Космические исследования», 1970, 8, с. 740.
12. Hayakawa S. e. a. Astrophys. Space Sci., 1969, 5, p. 493.
13. Sudbury G. C., Ingham M. F. Nature, 1970, 226, p. 526.
14. Kleinman D. E., Low F. J. Astrophys. J. Lett., 1970, 159, L 165.
15. Low F. J. Astrophys. J. Lett., 1970, 159, L173.
16. Sunyaev R. A. Astrophys. Lett., 1969, 3, p. 33.
17. Williams P. J. S. e. a. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, 139, p. 289.
18. Bridle A. H. Nature, 1968, 219, p. 1136.
19. Noerdlinger P. D. Astrophys. J., 1969, 157, p. 495.
20. Сюняев Р. А. «Астрон. ж.», 1971, 48, с. 244.
21. Schwartz D. A. Astrophys. J., 1970, 162, p. 439.
22. Мандельштам С. Л., Тиндо И. П. «Письма ЖЭТФ», 1967, 5, с. 796.
23. Shukla R. G., Wilson B. G. Astrophys. J., 1971, 164, p. 265.
24. Bowyer C. S. e. a. Nature, 1968, 217, p. 32.
25. Henry R. C. e. a. Astrophys. J. Lett., 1968, 153, p. L11.
26. Baxter A. J. e. a. Astrophys. J. Lett., 1969, 155, p. L145.
27. Bunner A. N. e. a. Nature, 1969, 223, p. 1222.
28. Hayakawa S. e. a. I. A. U. Sump. No. 39, p. 121 Dortrecht, 1970.
29. Henry R. C. Astrophys. J. Lett., 1971, 163, p. L73.
30. Hayakawa S. e. a. Astrophys. Space Sci., 1971, 12, p. 104.
31. Bunner A. N. e. a. Astrophys. J. Lett., 1971, 167, p. L3.
32. Longair M., Sunyaev R. Astrophys. Lett., 1969, 4, p. 65.
33. Shklovskii I. S. Astrophys. Lett., 1969, 3, p. 1.
34. Shklovskii I. S., Shefer E. K. Nature, 1971, 231, p. 173.
35. Прилучкий О. Ф., Розенталь И. Л., Шукалов И. Б. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 832.
36. Lampton M. e. a. Nature, 1971, 230, p. 448.
37. Rees M. Space Sci. Rev., 1970, 10, p. 423.
38. Гальперин Ю. И. и др. «Космические исследования», 1970, 8, с. 108.
39. Vette J. e. a. Astrophys. J. Lett., 1970, 160, p. L161.
40. Damle S. V. e. a. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays. V. 1, Hobart, 1971, p. 84.
41. Verdenne G. e. a. Astron., Astrophys., 1971, 15, p. 50.
42. Голенецкий С. В., Мазец Е. П. «Письма ЖЭТФ», 1971, 14, с. 201.
43. Гальпер А. М. и др. «Успехи физ. наук», 1971, 105, 209.
44. Longair M. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1966, 133, p. 421.
45. Schmidt M. Astrophys. J., 1968, 151, p. 393.
46. Лонгейр М. «Успехи физ. наук», 1969, 99, с. 229.
47. Rowan-Robinson M. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, 138, p. 445.

48. Розенталь И. Л., Шукалов И. Б. Электроны и фотоны в расширяющейся Вселенной. Препринт МИФИ. М., 1968.
49. Stecker F. W. Cosmic Gamma-Rays. NASA, Washington, 1971.
50. Rees M. J. *Astrophys. Lett.*, 1969, 4, p. 113.
51. Arons J., Mc Cray R. *Astrophys. J. Lett.*, 1969, 158, p. L91.
52. Arons J. *Astrophys. J.*, 1971, 164, p. 437.
53. Arons J. *Ibid.*, p. 457.
54. Stecker F. W., Morgan D. L., Bredecamp J. Preprint Goddard Space Center X-641-71-237, 1971.
55. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Письма ЖЭТФ», 1970, 12, с. 189.
56. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1973, 50, № 3.
57. Felten J. E., Morrison P. *Astrophys. J.*, 1966, 146, p. 686.
58. Felten J. E., Rees M. J. *Nature*, 1969, 221, p. 924.
59. Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1967, 44, с. 563.
60. Brecher K., Morrison P. *Astrophys. J. Lett.*, 1967, 150, p. L61.
61. Гнедин Ю. Н., Долгинов А. З. «Письма ЖЭТФ», 1970, 11, с. 536.
62. Гнедин Ю. Н., Долгинов А. З. «Письма ЖЭТФ», 1970, 12, с. 383.
63. Dolginov A. Z., Gnedin Yu. N. *Astrophys. Lett.*, 1971, 9, p. 91.
64. Hayakawa S. *Progr. Theor. Phys.*, 1969, 41, p. 1592.
65. Silk J., Mc Cray R. *Astrophys. Lett.*, 1969, 3, p. 59.
66. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1971, 48, с. 489.
67. Hayakawa S., Matsuoka P. *Progr. Theor. Phys.*, 1964, 30, p. 206.
68. Розенталь И. Л. «Космические исследования», 1966, 4, с. 404.
69. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая механика. Ч. I, М., «Наука», 1968.
70. Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. «Астрон. ж.», 1965, 42, с. 943.
71. Friedman H., Byram E. T., Chubb T. A. *Science*, 1967, 156, p. 374.
72. Fujimoto M., Hayakawa S., Kato T. *Astrophys. Space Sci.*, 1969, 4, p. 64.
73. Шоломицкий Г. Б. «Астрон. ж.», 1968, 45, с. 478.
74. Petrossian V. *Astrophys. J.*, 1969, 155, p. 1029.
75. Прилуцкий О. Ф. «Астрон. ж.», 1973, 50 (в печати).
76. Meekins J. E. e. a. *Nature*, 1971, 231, p. 107.
77. Gursky H. e. a. *Astrophys. J. Lett.*, 1971, 167, L81.
78. Byram E. T., Chubb T. A., Friedman H., *Nature*, 1971, 229, p. 544.
79. Kellogg E. M. e. a. *Astrophys. J. Lett.*, 1971, 165, p. L49.
80. Wilson M. A. G. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1970, 151, p. 1.
81. Christiansen W. *Astrophys. Lett.*, 1971, 7, p. 233.
82. Stecker F. W., *Astrophys. J.*, 1969, 157, p. 507.
83. Hoyle F. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 15, p. 131.
84. Gould R. J. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 15, p. 511.
85. Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., *Proc. IX Int. Conf. Cos. Rays. V. I.* London, 1965, p. 53.
86. Rozental I., Shukalov I. *Canad J. Phys.*, 1968, 46, p. 620.
87. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963.
88. Волобуев С. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1970, 34, с. 2259.
89. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1970, 47, с. 957.
90. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1971, 48, с. 54.
91. Oke J. e. a. *Astrophys. J.*, 1970, 159, p. 341.
92. Gunn J. E., Peterson B. A. *Astrophys. J.*, 1965, 142, p. 1633.
93. Schmidt M. *Astrophys. J.*, 1970, 162, p. 371.
94. Noerdlinger P. D. *Astrophys. J.*, 1969, 156, p. 841.
95. Arons J., Mc Cray R. *Astrophys. Lett.*, 1970, 5, p. 123.
96. Petrosian V. *Astrophys. Lett.*, 1970, 6, p. 71.

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

§ 7.1.

О ВОЗМОЖНЫХ ИСТОЧНИКАХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Мы будем называть космическими лучами сверхвысокой энергии частицы с $E_h \gtrsim 10^{16}$ эв.

Прохождение частиц с такой энергией через межзвездную и межгалактическую среду представляет, на наш взгляд, «классическую» задачу астрофизики высоких энергий в том смысле, что здесь причудливо переплетаются различные характеристики космических объектов и тонкие детали взаимодействий при очень высоких энергиях, и в то же время может быть получено определенное решение.

На рис. 51 представлен спектр первичных космических лучей в широком интервале энергии. Спектр построен по данным работ

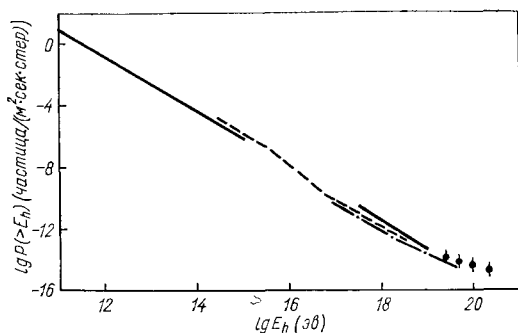


Рис. 51. Спектр первичных космических лучей.

[1—4]. На рис. 52 спектр космических лучей изображен в иных переменных [5]. Этот спектр представляет сводные экспериментальные данные.

Обычно интегральный спектр космических лучей в области энергий $\lesssim 10^{15} \div 10^{16}$ эв аппроксимируют степенной функцией с по-

казателем $\gamma_h \approx 1,6$; в области $10^{15} \div 10^{16}$ эв показатель начинает увеличиваться и в интервале $E_h \gtrsim 10^{16} \div 10^{17}$ эв достигает значения $\gamma_h \sim 2,2 \div 2,4$.

Наиболее интересна для нас область энергий $E_h \gtrsim 10^{17}$ эв; до последнего времени во всех работах полагали, что в области самых высоких энергий ($\gtrsim 10^{18}$ эв) показатель снова уменьшается и становится равным 1,6 (см. [2]) или даже доходит до значения 1,0 [4]. Однако совсем недавно опубликованы данные, которые свидетельствуют о том, что показатель спектра вплоть до энергий 10^{19} эв заметно не изменяется ($\gamma_h \sim 2,2$) [3].

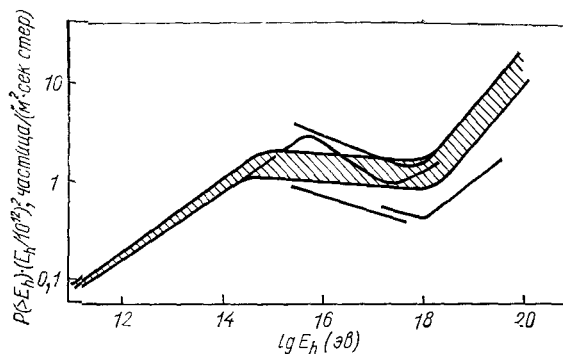


Рис 52. Изломы в спектре космических лучей [5].

На рисунке представлены аппроксимации экспериментальных результатов различных групп; E_h дана в электронвольтах.

При больших энергиях статистическая точность невелика можно говорить лишь о тенденции, которая свидетельствует об уменьшении показателя γ_h при $E_h > 10^{19}$ эв*.

Здесь, однако, следует четко различать вид энергетического спектра и существование частиц сверхвысоких энергий. Точность определения энергетического спектра частиц сверхвысоких энергий невелика, однако само существование космических частиц с энергией $\sim 10^{20}$ эв представляется в высшей степени вероятным.

Отметим в этой связи, что недавно появилось сообщение о наблюдении ливня, энергия которого, по оценкам авторов, равна $4 \cdot 10^{21}$ эв [7]. На Будапештской конференции по физике космических лучей (1969 г.) даже обсуждался ливень, наблюдавшийся сиднейской группой, энергия которого оценивалась в 10^{22} эв. Имен-

* Подобная неоднозначность не удивительна. Определение спектра космических лучей сверхвысоких энергий — трудная задача, которая решается с помощью сложных установок, содержащих большое число приборов, регистрирующих элементарные частицы и разнесенных на большие (до 10 км) расстояния. Первичные частицы регистрируются по вторичным эффектам, которые они производят в атмосфере (так называемые широкие атмосферные ливни, см., например, работу [5]). Число частиц в таких ливнях достигает на уровне моря 10^9 — 10^{10} .

но факт отсутствия резкого обрезания спектра в области $E_h \sim 10^{20}$ эв и будет основным предметом дискуссии этого раздела.

Рассмотрим вначале простейшее предположение, что космические частицы сверхвысоких энергий возникают в Галактике [8]. Эта, казалось бы на первый взгляд, наиболее естественная гипотеза встречается с двумя трудностями.

Первая, наиболее существенная, связана с необходимостью анизотропии космических частиц предельно больших энергий. Физическая причина этой анизотропии очевидна. Источники космических лучей в Галактике сосредоточены в галактическом диске, имеющем существенно несферическую форму.

Движение космических частиц очень больших энергий в галактическом магнитном поле не может привести к изотропизации, поскольку в этой области энергий радиус кривизны начинает превосходить характерные размеры магнитных неоднородностей, обуславливающих диффузию космических лучей.

Действительно, радиус кривизны r_H при движении в магнитном поле с напряженностью H равен

$$r_H = \frac{E}{300ZH} \quad (7.1)$$

(r_H , см; H , гс; E , эв).

Характерный масштаб неоднородностей магнитного поля, которые могут обеспечить изотропизацию вследствие диффузии, $\sim 10^{20}$ см [9]. Это соответствует энергии космических лучей (протонов) $E_p \sim 10^{17}$ эв ($H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ гс; $Z = 1$). Таким образом, уже при энергии $E_p \sim 10^{17}$ эв угловое распределение космических протонов должно отражать эллипсоидальную форму Галактики.

Разумеется, наша оценка очень груба. Для сопоставления с опытом нужно учесть более детально структуру галактического магнитного поля и статистические погрешности экспериментов. В работе [10] исследовались три различные модели галактического магнитного поля.

Результаты сопоставления [10] приведены в табл. 27.

ТАБЛИЦА 27

*Результаты анализа происхождения космических лучей
сверхвысоких энергий*

Группа, производившая исследование	Энергетический интервал, эв	Число ливней	R, %		
			I	II	III
Haverah Park	(3—5) · 10 ¹⁷ (7,5—15) · 10 ¹⁷ > 10 ¹⁸	4222	1,5(4)	1,5(9)	—
		742	5(25)	0(11)	20(100)
		249	—4(24)	—10(51)	—5(16)
Sydney	10 ¹⁸ —10 ¹⁹ > 10 ¹⁹	682	2(20)	10(95)	—13(50)
		86	12(39)	10(100)	38(100)

В первом столбце даны названия основных групп, проводящих исследования широких атмосферных ливней в области сверхвысоких энергий. В трех последних столбцах указаны значения доли R частиц, которую можно совместить с экспериментальными данными при допущении, что космические частицы — протоны, приходящие из Галактики. Эти значения для трех моделей магнитных полей вычислялись методом наименьших квадратов. В скобках даны максимальные значения величины R^* .

Анализируя данные таблицы, авторы [10] приходят к заключению, что величина $R = 0$, т. е. что все частицы приходят из Мета-

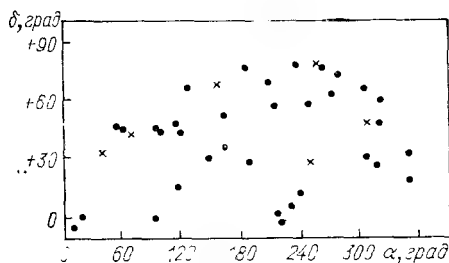


Рис. 53. Распределение направлений прихода космических лучей с энергией $E_h \geq 10^{19}$ эв по небесной сфере [11]: точки — данные Haverah Park; крестики — Volcano Ranch.

галактики, согласуется с данными опытами. Поэтому остается единственная возможность согласовать галактическую гипотезу происхождения частиц сверхвысоких энергий с данными по угловому распределению — предположить, что в этой области энергий космические частицы — тяжелые ядра ($Z \geq 30$; см. (7.1)). Примерно к этим заключениям и пришли группы физиков (Haverah Park [10] и Sydney [4, 11, 12]).

Однако в то время, как в области $E_h \lesssim 10^{19} \div 10^{20}$ эв космические лучи не обнаруживают видимой анизотропии, редкие события, энергия которых превышает 10^{20} эв, имеют тенденцию группироваться вблизи галактической плоскости (см. работу [7] и рис. 53). Если эта тенденция [7] подтвердится, то это будет четким указанием на то, что космические частицы сверхвысоких энергий — тяжелые ядра и образуются в Галактике.

К обсуждаемому вопросу имеют отношение еще два обстоятельства. По измерениям флуктуаций характеристик широких атмосферных ливней при $E_h \sim 10^{15} \div 10^{16}$ эв был сделан вывод, что первичная компонента не может состоять только из тяжелых ядер [2].

В области малых и умеренных энергий (вплоть до $E_h \lesssim 10^{12}$ эв) проводились прямые измерения состава космических лучей (см., например, работы [9, 13]), которые показали, что в этой области энергий первичная компонента космических лучей состоит в основном из протонов и α -частиц.

Таким образом, чтобы совместить галактическую гипотезу с данными по химическому составу космических лучей, приходится дополнительно заключить, что источники или механизмы ускорения космических частиц малых и умеренных энергий имеют иную

* Знак «минус» в табл. 27 не имеет, разумеется, физического смысла и соответствует наиболее вероятному статистическому значению величины R .

природу, чем источники или механизмы ускорения частиц сверхвысоких энергий.

Вторая трудность связана с поисками источников частиц сверхвысокой энергии в пределах Галактики. Такими источниками могли бы быть существенно нестационарные объекты, а именно оболочки сверхновых звезд, галактический центр и пульсары.

Оболочки сверхновых звезд вследствие относительно небольших размеров и величин магнитных полей ($R \sim 10^{18}$ см и $H \sim 10^{-8}$ эс [14]) не могут удерживать космические протоны с энергией $\geq 10^{17}$ эв. Это было давно отмечено на основании соотношения (7.1) [9]. Кроме того, обычные механизмы ускорения (фермиевского типа) вследствие потерь энергии в магнитном поле делаются неэффективными при высоких энергиях [15]. Так, в оболочке Крабовидной Туманности не могут ускоряться электроны с $E_e \geq 10^{14}$ эв, ответственные за синхротронное излучение в магнитном поле туманности с $E_\gamma \sim 40$ кэв. Однако известно, что от Крабовидной Туманности наблюдается излучение с $E_\gamma \geq 0,1$ Мэв [16]. Оба эти обстоятельства вынуждают отвергнуть гипотезу оболочек сверхновых.

Относительно центра Галактики как источника адронной компоненты космических лучей нам практически ничего не известно*. Однако электроны с энергией $E_e > 10^{11}$ эв не могут приходить из центра Галактики вследствие синхротронных и комптоновских потерь (см., например, работу [18] и гл. 5). Поэтому гипотеза о центре Галактики как основном источнике космических частиц сверхвысоких энергий требует дополнительного, маловероятного, на наш взгляд, допущения о том, что источники попадающих на Землю электронов очень больших энергий имеют иную природу, чем источники адронной компоненты космических лучей.

Пульсары как источники космических лучей приобрели за последнее время большую популярность. В соответствии с работой [19], они могут ускорять космические частицы вплоть до энергий $\sim 10^{21}$ эв. Тем не менее в гипотезе об ускорении космических частиц сверхвысокой энергии в окрестностях пульсаров остается ряд нерешенных проблем, связанных, например, со структурой электромагнитного поля вблизи пульсара или с возможной ролью энергетических потерь. Однако окончательно установить верхнюю границу энергии едва ли можно сейчас, поскольку параметры моделей пульсаров (в первую очередь напряженностей магнитного поля) весьма неопределенны.

Заметим также, что попытка непосредственно обнаружить адронную компоненту космических лучей сверхвысоких энергий от пульсаров закончилась неудачей [12] (статистическая точность этих измерений невелика).

Таким образом, имеющиеся данные, в особенности экспериментальные наблюдения углового распределения космических частиц

* Центр Галактики как источник частиц очень высоких энергий рассматривался ранее [17].

сверхвысокой энергии, скорее свидетельствуют против их галактического происхождения.

Предположим теперь, что космические лучи сверхвысокой энергии имеют метагалактическое происхождение. Уже давно [20] отмечалось, что если плотность излучения в оптическом диапазоне в Метагалактике достигает значения $0,1 \text{ эв/см}^3$, то вследствие обратного ядерного фотозффекта спектр космических лучей должен иметь некоторую особенность («провал» в области $E_h \sim 10^{17} \text{ эв}$).

Интерес к этой особенности сильно увеличился после открытия реликтового излучения. Было отмечено, что если реликтовое излучение заполняет всю Метагалактику, то, вследствие электромагнитно-ядерных взаимодействий адронов космические лучи сверхвысоких энергий сильно поглощаются в Метагалактике [21—23]. Поэтому в области энергий $E_h \gtrsim 10^{16} \text{ эв}$ спектр космических метагалактических лучей существенно изменяется.

В § 4.5 было отмечено, что модуляция спектра космических адронов становится заметной тогда, когда энергетические потери на взаимодействие космических частиц сверхвысокой энергии сравниваются с энергетическими потерями на расширение Вселенной. Для протонов критические энергии, при которых сравниваются энергетические потери на расширение и взаимодействие с реликтовым излучением, соответственно равны:

$$E_{c1} \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ эв} \quad (7.2)$$

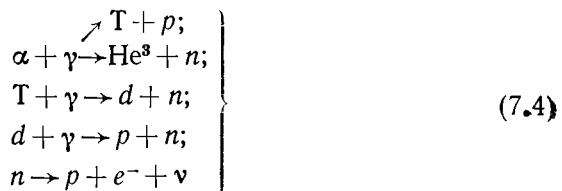
(потери на рождение электрон-позитронных пар);

$$E_{c2} \sim 6 \cdot 10^{19} \text{ эв} \quad (7.3)$$

(потери на фоторождение пионов).

Более подробно эти процессы разбираются в § 3.2. Критические энергии процессов взаимодействия адронов с мягким электромагнитным излучением пропорциональны массам адронов. Следовательно, значения критических энергий для космических ядер сверхвысоких энергий с массовым числом A получаются из выражений (7.2), (7.3) умножением на A .

Наиболее важным процессом взаимодействия с мягким электромагнитным излучением для сложных ядер является ядерное фоторасщепление [см. (3.34)]. В то время как процессы рождения электрон-позитронных пар и пионов приводят к безвозвратной потере энергии космическими адронами, ядерное фоторасщепление приводит к превращению ядер в нуклоны по схеме типа:



(α — ядро ^4He ; d , T — дейтон и тритон).

Суммарная энергия образующихся в ядерном фоторасщеплении нуклонов практически равна энергии исходного ядра. Тем не менее из-за резкого увеличения интенсивности космических лучей с уменьшением энергии ($P(E_h) \sim E_h^{-2,6}$) вторичные нуклоны дают малый вклад в наблюдаемый поток космических частиц сверхвысокой энергии. Следовательно, ядерное фоторасщепление — это процесс, в котором сложное ядро при каждом столкновении теряет малую часть начальной энергии (см. § 3.2).

Критическая энергия (т. е. порог реакции, см. § 3.2) для ядерного фоторасщепления на реликтовом излучении

$$E_{c2} \approx 10^{19} \text{ А эв.} \quad (7.5)$$

Если предположить, что основная часть космических частиц сверхвысокой энергии рождается на больших z ($z \sim z_{\text{эфф}} \gg 1$), то характерные энергии, соответствующие особенностям в спектре космических лучей, заметно уменьшаются*:

$$E_{ci}(z_{\text{эфф}}) \sim \frac{E_{ci}}{(1+z_{\text{эфф}})^2}; \quad i = 1, 2, 3 \quad (7.6)$$

[см. (7.2), (7.3) и (7.5)].

Это обстоятельство обусловлено большей энергией фотонов реликтового излучения на ранних стадиях расширения Вселенной и энергетическими потерями космических лучей, обусловленными тем же расширением.

В работе [24] рассматривалась модель источников космических лучей сверхвысокой энергии, в которой основная часть космических лучей возникает при больших z ($z \sim 20 \div 30$). В этом случае завал спектра в области энергий $E_h \sim 10^{15} \div 10^{16}$ эв может быть обусловлен потерями энергии на рождение электрон-позитронных пар на реликтовом излучении [см. (7.2) и (7.6)]. Однако эта гипотеза противоречит опыту вследствие фотопионных процессов, приводящих в указанной модели к обрыву в энергетическом спектре в области энергий $10^{18} - 10^{19}$ эв, который не наблюдается.

Аналогичные соображения позволяют грубо оценить взаимодействие космических лучей с излучением и в других диапазонах (оптическом, инфракрасном). Поскольку плотность фотонов в этих диапазонах, по-видимому, существенно меньше плотности в области реликтового излучения, то, вообще говоря, взаимодействие с этими излучениями не должно заметно искажать спектр космических лучей. Сейчас можно обсуждать лишь одну весьма маловероятную возможность.

Если плотность энергии фонового излучения в инфракрасном диапазоне ($\epsilon = 10^{-2} \div 1$ эв) достаточно велика ($\omega \gtrsim 0,1$ эв/см³), то искажения энергетического спектра метagalактических космических лучей будут проявляться при меньших энергиях космиче-

* Напомним (см. § 3.2), что $i = 1$ соответствует процессу образования пар; $i = 2$ — фоторасщеплению ядер; $i = 3$ — фотопионному процессу.

ских лучей, чем искажения, обусловленные реликтовым излучением. В частности, если эволюция источников оптического излучения очень велика, то искажения спектра должны соответствовать энергии космических лучей порядка 10^{18} эв.

Нужно отметить, что возможные искажения спектра весьма чувствительны к плотности энергии фонового излучения. Если, например, $\omega \lesssim 10^{-2}$ эв/см³, то влияние взаимодействия космических лучей с фоновым излучением практически не будет проявляться.

Перейдем теперь к более точному расчету изменения спектра. Такие расчеты должны учитывать распределение фотонов по энергии (например планковский спектр реликтового излучения) и уточненную зависимость сечений процессов от энергии космических лучей [см. (3.48), (3.60) и (3.66)]. Кроме того, в точных расчетах должно учитываться расширение Вселенной.

В первом приближении торможение космических частиц в результате взаимодействия с электромагнитным излучением можно рассматривать как процесс непрерывной потери энергии. Связь между энергией космической частицы вблизи Земли E_{h0} и энергией частицы, выходящей из источника с красным смещением z_i , $E_h(z)$, определяется решением дифференциального уравнения

$$dE_h/dz = E_h/(z+1) + dE_{h, int}/dz. \quad (7.7)$$

Первый член в правой части этого уравнения описывает энергетические потери на расширение Вселенной, второй член — энергетические потери на взаимодействие с метagalактическим фоновым излучением:

$$dE_{h, int}/dz = dE_h/dt \cdot dt/dz \quad (7.8)$$

(dt/dz описывает связь между красным смещением и временем, прошедшим с начала расширения Вселенной; см. § 1.4).

Используя решение уравнения (7.7) с начальным условием $E_h(0) = E_{h0}$, можно записать следующее выражение для потока космических частиц сверхвысокой энергии вблизи Земли:

$$P(E_{h0}) = \frac{c}{4\pi H_0} \int_1^{z_i} \frac{l_h[E_h(E_{h0}, z), z] \frac{dE_h(z, E_{h0})}{dE_{h0}}}{(1+z)^{5.5}} dz \quad (7.9)$$

[$l_h(E_h, z)$ — мощность источников космических частиц на единицу объема, см. § 6.2)].

Если энергетические потери на взаимодействие с фоновыми излучениями не существенны ($E_h \gg zd\bar{E}_h/dz$), то степенной спектр источников сохраняет свой вид и у Земли:

$$P(E_{h0}) \propto l_h(E_{h0}) \propto E_{h0}^{-\gamma_h}. \quad (7.10)$$

Если потери существенны, то в спектре появляется излом. Точную форму излома можно получить численным расчетом (7.9).

Результаты наиболее точных вычислений энергетического спектра метagalактических космических лучей [27, 28] приведены на рис. 54. Из-за большой величины сечения винновской области распределения ($\epsilon_r > kT_r$).

Из рис. 54 видно, что в области энергии $E_h \gtrsim 5 \cdot 10^{19}$ эв экспериментальная и расчетная кривые расходятся, что свидетельствует против того, что космические лучи сверхвысоких энергий образуются во всей Метagalактике.

В работе [29] рассматривалась модель, в которой космические лучи возникают в Сверхгалактике (так нередко называют Местное сверхскопление галактик с центром в скоплении *Virgo*).

Рассмотрим указанную гипотезу подробнее. Основное преимущество такой модели — возможность устранить неприятное обрезание спектра космических лучей при $E_h \gtrsim 5 \cdot 10^{19}$ эв, обусловленное взаимодействием космических частиц с метagalактическим излучением. Действительно, размеры Сверхгалактики $\sim 10\text{--}20$ Мпс. В том случае, если частицы сверхвысоких энергий проходят Сверхгалактику без существенного отклонения из-за влияния магнитных полей, то изменения спектра, обусловленные взаимодействием с реликтовым излучением, на подобных расстояниях невелики.

В работах [27, 29] отмечаются серьезные трудности, с которыми встречается эта модель. В частности, модель требует анизотропии космических лучей, обусловленной тем, что наша Галактика находится на периферии Сверхгалактики. По-видимому, эту модель следует отвергнуть из соображений об интенсивности космических лучей. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

В Сверхгалактике находится примерно 10^4 нормальных галактик*. Примем радиус Сверхгалактики ~ 15 Мпс $\approx 5 \cdot 10^{25}$ см. Тогда ее объем $\sim 10^{78}$ см³, а плотность галактик $\sim 10^{-74}$ см⁻³.

* Гипотезы, приведенные ниже оценки не относятся к ситуации, в которой основным поставщиком космических частиц в Сверхгалактику являются исключительно мощные нестационарные объекты.

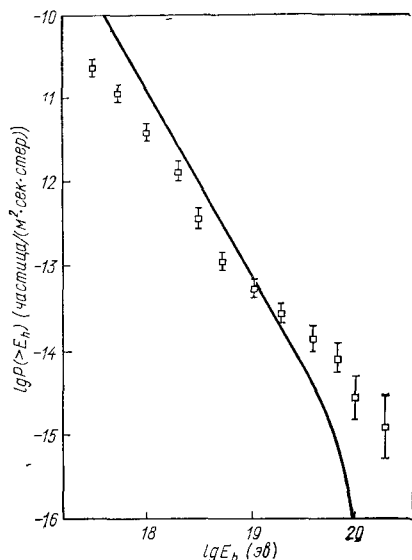


Рис. 54. Влияние взаимодействия с реликтовым излучением на степенной спектр первичного космического излучения. Сплошная линия — результат расчета [28].

Докажем следующее положение: если светимость каждой галактики в каком-либо диапазоне равна L и космические лучи удерживаются в Сверхгалактике, то даже за метagalактическое время 10^{10} лет $\sim 10^{17}$ сек концентрация космических лучей будет меньше, чем концентрация частиц в каждой из галактик. А это означает, что данное излучение образуется не за счет накопления в Сверхгалактике, а за счет источников в Галактике. Иными словами, мы снова приходим к рассмотренной выше галактической гипотезе.

Полное число частиц в Сверхгалактике при наших предположениях равно $10^4 \cdot 10^{17} L = 10^{21} L$. Концентрация n_{sc} рассматриваемых частиц в Сверхгалактике $n_{sc} \sim 10^{21} L / 10^{78} \sim 10^{-57} L$. Концентрация n_g рассматриваемых частиц в Галактике $n_g \sim L : S_{gc} \sim 10^{-55} L$ ($s_g \sim 10^{45} \text{ см}^2$ — площадь поверхности Галактики), т. е. на два порядка выше. В действительности эта разница еще больше, поскольку время удержания космических лучей в магнитном поле Сверхгалактики должно быть на два-три порядка меньше метagalактического времени из-за взаимодействия с реликтовым излучением.

Таким образом, плотность космических лучей в Сверхгалактике будет меньше плотности в Галактике, и поэтому фактически «Сверхгалактическая» гипотеза сводится к галактической.

§ 7.2.

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Мы должны были сделать вывод, что «естественные» гипотезы происхождения космических частиц сверхвысокой энергии встречаются с трудностями.

Рассмотренные до сих пор модели основаны на двух фундаментальных допущениях: 1) реликтовое излучение имеет космологическое происхождение и поэтому заполняет всю Вселенную и 2) частицы сверхвысоких энергий — адроны, взаимодействующие в соответствии с современной теорией. До сих пор не было предложено иного (помимо космологического) правдоподобного объяснения реликтового излучения. Поэтому сосредоточим свое внимание на построениях, которые в том или ином смысле отвергают второе допущение.

Здесь нужно оговориться, что подобные гипотезы весьма далеки от завершения или полного доказательства. Однако важно и симптоматично, что астрофизика высоких энергий стимулирует обсуждение некоторых основных положений современной теории. Это обстоятельство является побудительной причиной включения данного раздела.

Будем, далее, полагать, что космические лучи сверхвысоких энергий возникают в Метagalактике. Тогда пересмотр второго положения может идти в следующих направлениях: 1) первичные частицы сверхвысокой энергии — не адроны и 2) первичные частицы

сверхвысокой энергии — адроны, однако их взаимодействие с реликтовым излучением происходит с изменением по крайней мере одного из постулатов современной теории. Рассмотрим по очереди обе возможности.

А. ПЕРВИЧНАЯ КОМПОНЕНТА НЕ СОСТОИТ ИЗ АДРОНОВ?

В области сверхвысоких энергий первичная компонента не может состоять из электронов и фотонов, поскольку эти частицы взаимодействуют с реликтовым излучением еще сильнее, чем адроны. (см. § 2.2 и 2.5). Поэтому остается единственная возможность допустить, что в этой области космические лучи — нейтрино. Именно эта гипотеза подробно рассматривалась в работах [27—30]. Высокоэнергетические нейтрино могут возникать в Метагалактике вследствие цепи реакций:

$$\left. \begin{aligned} A + \gamma &\rightarrow A + \pi; \\ \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu; \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu} \end{aligned} \right\} \quad (7.11)$$

С первого взгляда эта гипотеза кажется маловероятной, поскольку измеренные на реакторах и ускорителях сечения взаимодействия нейтрино с веществом очень малы (наибольшее сечение, полученное при исследовании нейтрино с энергией $E_\nu \sim 10$ Гэв, достигает $10^{-37}—10^{-38}$ см²) и явно недостаточны для образования регистрируемых широких ливней в атмосфере Земли (для образования ливня нужны сечения $\geq 10^{-27}$ см²; в противном случае частица будет проходить сквозь атмосферу, не вызывая в ней заметных эффектов). Однако здесь существенную роль играет своеобразие слабых взаимодействий (см. работы [31, 32]). В то время как сечения, сильных взаимодействий очень мало изменяются с энергией (см § 3.1), а сечения электромагнитных падают (например, комптон-эффект, § 2.2), сечения слабых взаимодействий быстро возрастают с увеличением энергии.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Сечение $\sigma_{\nu e}$ упругого рассеяния нейтрино на электронах

$$\nu + e \rightarrow \nu + e \quad (7.12)$$

можно вычислить в рамках теории возмущений; в основу вычислений положено допущение, что слабые взаимодействия описываются точечным 4-фермионным взаимодействием. Это допущение прекрасно оправдано опытом при описании слабых взаимодействий во всех процессах, где энергия $E_\nu < 10$ Гэв. Тогда [31, 32]

$$\sigma_{\nu e} \sim [gE_\nu^*/(\hbar c)^2]^2 \quad (7.13)$$

($g \sim 10^{-49}$ эрг/см³ — константа взаимодействия, E_ν^* — энергия нейтрино в системе центра инерции электрона и нейтрино). Если

проекстраполировать (7.13) в область сверхвысоких энергий (возможность такой экстраполяции обсуждается ниже), то можно получить, что при энергии $E_\nu \sim 10^{20}$ эв сечение достигает $\sigma_{\nu e} \sim 10^{-30}$ см².

В конечном счете нас интересуют значения сечений неупругих процессов, которые в основном могут привести к образованию в атмосфере широких ливней, например процессов:

$$\left. \begin{aligned} \nu + n &\rightarrow p + \mu^-; \\ \nu + p &\rightarrow n + \mu^+; \\ \nu + n &\rightarrow n + e^+ + e^- + \nu; \\ \nu + p &\rightarrow p + e^+ + e^- + \nu. \end{aligned} \right\} \quad (7.14)$$

Сечение этих процессов примерно на два-три порядка больше, чем сечение $\sigma_{\nu e}$. Для первых двух процессов (7.14) [25]

$$\sigma_{\nu n} \sim 10^{-47} E_\nu \text{ эв}. \quad (7.15)$$

Экстраполяция (7.15) в область высоких энергий дает, что при $E_\nu \sim 10^{20}$ эв $\sigma_{\nu n} \sim 10^{-27}$ см². Поскольку в атмосфере средний заряд ядра $Z \sim 7$, то сечение процессов (7.14) увеличивается еще на 1—1,5 порядка [сравнительно с (7.15)], что достаточно для образования широких атмосферных ливней с энергией $\sim 10^{18}$ эв.

Однако подобная «безудержная экстраполяция» встречается с одной принципиальной трудностью. Проследим ее на примере упругого рассеяния нейтрино на электроне (7.12).

Оценим предел применимости зависимости (7.13). Эта зависимость была получена при двух предположениях: 1) 4-фермионное взаимодействие локально, т. е. четыре участвующих фермиона (в данном случае ν , $\bar{\nu}$, e и $\bar{e}$) взаимодействуют в точке, и 2) применима теория возмущений, т. е. все более высокие порядки взаимодействия, кроме первого, наиболее простого, вносят пренебрежимо малый вклад в сечение.

Из квантовой механики следует, что сечение рассеяния не может превышать величину $2\pi\lambda^2$, где λ — длина волны падающей частицы (см., например, работу [32]). Поэтому возникает неравенство

$$\left[\frac{g E_\nu^*}{(\hbar c)^2} \right] \lesssim 2\pi [\lambda^* (E_\nu^*)]^2. \quad (7.16)$$

Поскольку $\lambda^* (E_\nu^*) = \hbar c / E_\nu^*$, получаем, что неравенство (7.16) выполняется, если

$$E_\nu^* \lesssim [(\hbar c)^3 / g]^{\frac{1}{2}} \sim 10^{12} \text{ эв}. \quad (7.17)$$

Неравенство (7.17) означает, что экстраполяция зависимости (7.13) в область $E_\nu^* \gtrsim 10^{12}$ эв (что соответствует $E_\nu \sim 10^{18}$ эв) незаконна, поскольку в этой области вычисления содержат внут-

ренные противоречия. Чтобы понять его истоки, рассмотрим физический смысл неравенства (7.17). Слабое взаимодействие имеет сравнительно с другими взаимодействиями еще одну особенность: в то время как величины электромагнитного и сильного взаимодействий характеризуются безразмерными константами (вспомним $\alpha = e^2/\hbar c$), константа слабого взаимодействия в сочетании с мировыми константами имеет размерность длины:

$$\sqrt{g/\hbar c} = l_0 \sim 7 \cdot 10^{-17} \text{ см.} \quad (7.18)$$

Поэтому наше допущение о точечности взаимодействия выполняется лишь в том случае, когда параметр удара превышает эту величину, или, с другой точки зрения, при увеличении энергии вплоть до значений (7.17) слабое взаимодействие становится настолько «сильным», что следующие порядки вычислений по теории возмущений сравниваются с первым порядком и, следовательно, теория возмущений становится неприменимой.

Величина l_0 просто связана с предельной величиной сечения σ_{ve} . Подставив критическую энергию (7.17) в (7.13), получим, что

$$\lim \sigma_{ve} \sim l_0^2. \quad (7.19)$$

В этом случае нейтрино не могут образовывать широкие атмосферные ливни.

Однако строгого доказательства того, что соотношение (7.19) является предельным даже для простейшего процесса — упругого рассеяния (7.12), нет. Рассуждения, основанные на соотношениях (7.16), (7.17), лишь указывают на пределы применимости теории возмущений.

Более общие методы (дисперсионные соотношения) привели к заключению, что за пределом (7.17) сечение должно возрастать медленнее, чем предсказывается формулой (7.13) [33, 34]*.

Еще более сложна ситуация с неупругими процессами (7.14). Здесь замешивается сильное взаимодействие, и поэтому приходится опираться на существенно модельные представления [34]. Некоторые модели не противоречат закону (7.13).

Таким образом, экспериментальное исследование поведения сечения взаимодействия нейтрино за пределом (7.13) приобретает большое значение. Если сечение продолжает расти, как это предсказывается зависимостью (7.13), вплоть до $E_\nu \sim 10^{20}$ эв, то подобная ситуация поставит под сомнение существование характеристической длины l_0 . Возможно, что в этом случае теория слабого взаимодействия является низкоэнергетическим пределом более строгой теории. Отсутствие (или замедление роста) будет свидетельствовать в пользу существования длины l_0 и применимости теории вплоть до самых высоких энергий.

* В этих работах указывается лишь верхний предел сечений, поэтому выводы [33, 34] не противоречат и постоянству сечения.

Обратимся теперь к экспериментальной ситуации. На рис. 55 приведен спектр космических лучей, рассчитанный в соответствии с нейтринной гипотезой [27, 28]. Можно отметить хорошее согласие с имевшимися на 1970 г. данными. Однако в последнее время появились данные [3], которые свидетельствуют, что спектр космических лучей в области 10^{17} — 10^{19} эв представляется скорее гладкой функцией без изломов.

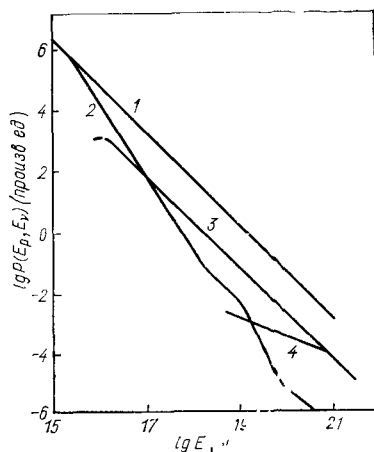


Рис. 55. Зависимость плотности потока (в условных единицах) протонов и нейтрино от энергии [27]:

1 — неискаженный энергетическими потерями спектр протонов; 2 — реальный спектр протонов; 3 — спектр нейтрино; 4 — расчетная частота появления широких атмосферных ливней, вызванных нейтрино.

Если эти результаты подтвердятся, то их будет нелегко совместить с нейтринной гипотезой, поскольку два различных закона взаимодействия космических лучей (взаимодействие адронов при малых энергиях и взаимодействие нейтрино при больших) скорее всего приведут к излому в спектре. Подчеркнем, однако, что измерение спектра в области сверхвысоких энергий — весьма delicate операция, в настоящее время далекая от завершения (см. начало § 7.1).

Нужно отметить один важный аспект нейтринной гипотезы. Она может быть проверена на опыте. Дело заключается в том, что широкие ливни, вызванные нейтрино в области $E_\nu \sim 10^{18}$ эв, должны сильно отличаться от ливней, вызванных адронами. В этой переходной области энергий сечение $\sigma_{\nu N} \leq 10^{-27} \div 10^{-28}$ см², и поэтому ливни должны зарождаться на больших глубинах в атмосфере, в отличие от адронных ливней, зарождающихся в верхних слоях атмосферы. Поэтому в переходной области в свете нейтринной гипотезы должно быть большое число ливней, идущих под большими углами к вертикали и развивающихся гораздо медленнее, чем обычные широкие ливни.

Экспериментального анализа этого аспекта пока нет.

Б. ОПИСЫВАЕТ ЛИ СУЩЕСТВУЮЩАЯ ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ?

Уже много десятилетий многочисленные и остроумные попытки построить динамическую теорию сильных взаимодействий заканчивались неудачей. Более того, к сожалению, не удавалось установить даже корни этой перманентной трудности. Можно сформулировать две крайние точки зрения на этот вопрос. Первая — допу-

стить, что современная теория поля дает принципиальные возможности описания элементарных частиц и их взаимодействий, однако математическая структура теории недостаточно разработана. Вторая — принять, что современная теория нуждается в изменении одного (или нескольких) фундаментального принципа, лежащего в ее основе. Разумеется, подробное изложение этого вопроса выходит за рамки данной книги. Мы остановимся на некоторых построениях второго направления, имеющих прямое отношение к происхождению частиц очень больших энергий и в значительной степени иницированных этим вопросом. Основная идея работы [35] заключается в том, что при скоростях, очень близких к скорости света, выражение для лоренц-фактора отличается от обычного:

$$\Gamma = 1 / \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (7.20)$$

и определяется сложной функцией скорости v . Поэтому сечения взаимодействия космических лучей с релятивистским излучением должны отличаться от обычных, которые рассмотрены в гл. 3 и основываются на общепринятой теории относительности.

Серьезность сформулированного здесь допущения очевидна. Поэтому прежде всего необходима оценка потерь и приобретений от модификации теории, хорошо проверенной при малых и умеренных энергиях. Модель [35] удовлетворяет базисным требованиям, которые обычно формулируются при изложении теории относительности; выполняются следующие принципы: а) инерции (равномерность и прямолинейность свободного движения в инерциальной системе отсчета); б) относительности (законы движения одинаковы во всех инерциальных системах); в) постоянства скорости света; г) соответствия (при малых v сохраняется обычная теория). Однако нарушается принцип, который обычно неявно подразумевается при выводе формул теории относительности; однородность и изотропия четырехмерного пространства — времени.

В обычном изложении полагается, что при преобразовании координат

$$x'_i = x'_i(x_k), \quad (7.21)$$

между тем как в предлагаемой [35] модификации

$$x'_i = x'_i(x_k, p_k) \quad (k = 1, 2, 3, 4). \quad (7.22)$$

Это приводит к тому, что однородны и изотропны обычное трехмерное пространство и время порознь. Подчеркнем, что преобразования (7.22) — очень серьезное изменение наших представлений о пространстве — времени.

Оказывается, что отличие преобразований (7.22) от (7.21) сводится к введению функции $f(p_k)$, которая в совокупности с обычной матрицей преобразований Лоренца определяет закон обобщенных преобразований.

Анализ свойств функции $f(p_h)$ привел к следующим заключениям: $f(p_i) = f(\Gamma)$; если $f(\Gamma)$ можно разложить в ряд Тейлора, то

$$f(\Gamma) = 1 + a\Gamma^4. \quad (7.23)$$

Преобразование энергии фотона при переходе из одной системы в другую, характеризующее лоренц-фактором Γ , имеет вид

$$E'_{\gamma \text{ макс}} \sim 2\Gamma E_{\gamma} \sqrt{f(\Gamma)}. \quad (7.24)$$

Поэтому если в разложении (7.23) $a < 0$, то энергия в штрихованной системе отсчета меньше, чем при обычных преобразованиях.

На этом свойстве основано объяснение отсутствия обрезания в спектре космических лучей: энергия фотона в системе координат, связанной с налетающей частицей, оказывается меньше, чем при обычном пересчете. Однако преобразование (7.24) должно привести к некоторому изменению понятия энергии при сверхвысоких энергиях. Действительно, если применить, например, (7.24) последовательно к преобразованию энергии π^0 -мезона, движущегося с некоторой скоростью $v \sim c$, и продуктам его распада (2γ -квантам), то получаются различные результаты, хотя по смыслу традиционного определения энергии должны получиться совпадающие величины. Как видно из изложения, цена подобного объяснения наблюдательных данных в диапазоне сверхвысоких энергий весьма значительна.

Однако можно привести довод в пользу изложенного объяснения.

Очевидно, что отклонения от традиционных представлений намечаются, если $a\Gamma^4 \sim 1$ при тех же значениях Γ -фактора, которые соответствуют ожидаемому обрезанию $E_h \sim (10^{19} \div 10^{20} \text{ эв})$, т. е. при $\Gamma_p \sim 10^{10} \div 10^{11}$, что, следовательно, соответствует значению $a \sim 10^{-44} \div 10^{-45}$. Сконструируем безразмерную константу, состоящую из постоянной тяготения G , мировых констант $\hbar$ и c и массы электрона m ; такая константа равна $Gm^2/\hbar c \sim 3 \cdot 10^{-45}$ * и хорошо согласуется со значением a . Сейчас популярна точка зрения, что трудности современной теории могут быть преодолены на пути объединения теории элементарных частиц с теорией гравитации [37].

Заметим также, что трудности с объяснением спектра космических частиц инициировали также и другое направление, где полагается, что масса — не скаляр, а тензор [38].

Таким образом, отсутствие обрезания в спектре космических лучей при энергиях 10^{20} эв может быть истолковано в рамках одной из следующих альтернатив.

1. Космические лучи сверхвысоких энергий имеют галактическое происхождение. Галактическая гипотеза требует: обогащения

* Величина $Gm^2/\hbar c$ равна отношению гравитационной энергии двух электронов, находящихся на расстоянии $\hbar/mc$, к энергии покоя электрона.

состава космических лучей сверхвысоких энергий тяжелыми ядрами; различных механизмов ускорения космических лучей в областях низких и сверхвысоких энергий; наличия в Галактике источников, способных ускорять частицы вплоть до 10^{21} эв (пульсары?).

2. Космические лучи сверхвысоких энергий образуются в Метагалактике. Эта гипотеза, если она справедлива, потребует существенного изменения наших физических представлений.

Список литературы

1. Akimov V. V. e. a. Acta Phys. Hung., Suppl. 29, part. 1, 1970, p. 517.
2. Христиансен Г. Б. В кн.: Труды VI Всесоюзной зимней школы по космофизике. Ч.2. Апатиты, 1969, с. 52.
3. Andrews D. e. a. Proc XII Int. Conf. Cos. Rays. V. 3. Hobart, 1971, p. 995.
4. Brownler R. G. e. a. Acta Phys. Hung. Suppl. 29, part 111, 1970, p. 383.
5. Никольский С. И. «Изв. АН СССР», 1971, 35, с. 2117.
6. Никольский С. И. «Тр. Физ. ин-та АН СССР», т. 46, М., 1970, с. 100.
7. Suga K. e. a. Preprint Institute for Nucl. Study, Tokyo, 1970.
8. Сыроватский С. И. Proc. XI Int. Conf. Cos. Rays Inv. Papers, Budapest, 1969, p. 233.
9. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
10. Karakula S. e. a. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays. V. 1, Hobart, 1971, p. 310.
11. Lapikens J. e. a. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays., V. 1, Hobart, 1971, p. 316.
12. Bell. C. J. e. a. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays. V. 1, Hobart, 1971, p. 321.
13. Grigorov N. L. e. a. Proc. XII Int. Cos. Rays. V. 1, Hobart, 1971.
14. Шкловский И. С. Сверхновые звезды. М., «Наука», 1966.
15. Prilutzkii O. F., Rosental I. L. Proc. XII Int. Conf. Cos. Rays. V. 5, Hobart, 1971, -p. 1801.
16. Browning R., Ramsden D. Nature Phys. Sci., 1971, 232, 99.
17. Куликов Г. В., Фомин Ю. А., Христиансен Г. Б. Препринт НИИЯФ МГУ, 1969.
18. Рубцов В. И. Диссертация. ФИАН, 1970.
19. Gunn J. E., Ostriker J. P. Astrophys. J., 1969, 157, p. 1395.
20. Герасимова Н. М., Розенталь И. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1961, 41, 488.
21. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. «Письма ЖЭТФ», 1966, 4, с. 114.
22. Greisen K. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, p. 748.
23. Konstantinov B. P. e. a. Phys. Lett., 1968, 27B, p. 30.
24. Hillas A. M. Canad. J. Phys., 1968, 46, No. 10, p. 623.
25. Budagov I. e. a. Lett. Nuovo cimento, 1969, 2, p. 689.
26. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. «Астрон. ж.», 1969, 46, с. 481.
27. Березинский В. С., Зацепин Г. Т. «Ядерная физика», 1971, 13, с. 797.
28. Березинский В. С., Зацепин Г. Т. Препринт ИЯИ, 1971, с. 91.
29. Berezinskii V. S., Zatzepin G. T. Phys. Lett., 1968, 28B, p. 423.
30. Березинский В. С., Зацепин Г. Т. «Ядерная физика», 1969, 10, с. 1228.
31. Марков М. А. Нейтрино. М., «Наука», 1964.
32. Окунь Л. Б. Слабые взаимодействия элементарных частиц. М., Физматгиз, 1963.
33. Померанчук И. Я. Избр. тр. М., «Наука» (в печати).
34. Березинский В. С. Препринт ФИАН, 1970, № 42.
35. Kirgnitz D. A. Ideen der exakten Wissen, 1971, 2.
36. Киржниц Д. А., Чечин В. А. «Письма ЖЭТФ», 1971, 14, с. 261.
37. Markov M. A. Cosmology and Elementary Particles. IC—71/33. Intern Center of Theoretical Physics. Trieste, 1971 г.
38. Сазонов В. Н. «Ядерная физика», 1972, 15, с. 1060.

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ
И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Заряд электрона e	$4,803 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ
Масса электрона m_e	$9,109 \cdot 10^{-28}$ г
Масса протона M	$1,673 \cdot 10^{-24}$ г
Масса пиона m_π	140 Мэв/ c^2
Скорость света в вакууме c	$2,997925 \cdot 10^{10}$ см/сек
Постоянная Планка h	$6,6262 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек
$\hbar = h/2\pi$	$1,0545 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек
Постоянная Больцмана k	$1,38054 \cdot 10^{-16}$ эрг/град
Число Авогадро N_A	$6,022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$
Радиус первой боровской орбиты a	$5,29 \cdot 10^{-9}$ см
Комптоновская длина волны электрона λ_e	$2,42 \cdot 10^{-10}$ см
Классический радиус электрона r_0	$2,82 \cdot 10^{-13}$ см
Томсоновское сечение σ_T	$6,65 \cdot 10^{-25}$ см 2
Постоянная тонкой структуры α	$1/137$
Гравитационная постоянная G	$6,67 \cdot 10^{-8}$ дин·см 2 /г 2
Постоянная Хаббла H_0	$50 \div 100$ км/(сек·Мпс)
Хаббловский радиус $R_H = c/H_0$	10^{28} см
Критическая плотность вещества в Метагалактике $\rho_{\text{крит}} = 3H_0^2/8\pi G$	10^{-29} г/см 3
Средняя плотность вещества, сосредоточенного в галактиках, ρ_g	$3 \cdot 10^{-31}$ г/см 3
Температура реликтового излучения в нашу эпоху T_r	$2,7^\circ \text{K}$
Плотность энергии реликтового излучения в нашу эпоху w_r	$0,25$ эв/см 3
Средняя концентрация галактик n_g	$3 \cdot 10^{-75}$ см $^{-3}$
Радиус диска Галактики R_g	30 кпс
Толщина диска Галактики h_g	$10^2 - 10^3$ пс
Расстояние от Солнца до галактического центра l	10 кпс
Плотность энергии космических лучей в Галактике w_h	1 эв/см 3
Плотность энергии теплового излучения звезд в Галактике w_g	1 эв/см 3
Характерная величина магнитного поля в Галактике H_g	$(1 \div 10) \cdot 10^{-6}$ эс
Парсек (пс)	$3,086 \cdot 10^{18}$ см

Связь между частотой волны и энергией фотона:

$$\nu(\text{гц}) = 2,42 \cdot 10^{14} E_\gamma(\text{эв});$$

$$E_\gamma(\text{эв}) = 4,15 \cdot 10^{-15} \nu(\text{гц}).$$

Связь между энергией и температурой: $1 \text{ эв} = 1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг соответствует $1,16 \cdot 10^4 \text{ K}$.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адроны 108
 —, сильные взаимодействия 108
 —, множественные процессы, 111
 —, вторичных частиц
 —, спектры
 116
 —, электромагнитные взаимодейст-
 вия 108, 121
 —, взаимодействие с излучением 121
 —, обратный комптон-эффект, 123
 —, рождение пар 124
 —, фоторождение пионов 129
 —, фотоядерные реакции 127
 —, взаимодействие с веществом 131
 —, взаимодействие фотонов 136
 —, излучение потерь 131
 —, ионизационные потери
 —, взаимодействие с магнитным по-
 лем 141

Аккреция 20
 Аннигиляция антинуклонов 146
 — нуклонов и позитронов 102
 — электронов и позитронов 102

Галактика 9
 — звездная компонента 9
 — магнитные поля 12
 — межзвездная среда 11
 — рентгеновские источники 19

Галактики 9
 —, активность ядер 21
 —, классификация 13
 — компактные 27
 — неправильные 13, 28
 —, распределение в пространстве 14,
 27
 — сейфертовские 23, 27
 — спиральные 13, 27
 — N 27
 — эллиптические 13
 Гигантский резонанс 127

Излучение 66
 — магнитотормозное 66
 —, реабсорбция 89

Излучение синхротронное 66, 71
 — тормозное 83
 — нетепловых электронов 86
 — циклотронное 66
 —, эффективная температура 73

Квазаги 25
 Квазары 25
 Комптон-эффект (для электронов).
 74
 — прямой 74, 76, 101
 — обратный 74, 79, 94, 96, 123
 —, реабсорбция 92—93
 Космические лучи 9, 12
 — галактические 12
 — сверхвысоких энергий 226
 —, взаимодействие 235
 —, возможные источники 226

Магнитонд 33
 Межгалактический газ 48
 — ионизированный 49
 — нейтральный 48
 Метагалактика 15
 — «горячая» модель 44
 — расширение 15
 — Фридмановские модели 39
 —, критическая плотность 40

Новые звезды 17

Постоянная Хаббла 16, 41
 Переменность радионисточников 157
 Поглощение фотонов 97
 — в космическом газе 99
 — на электромагнитном излучении
 97
 Пульсары 17, 19

Раднационная длина 87
 Радиогалактики 23, 41
 Рентгеновские источники 19
 Рождение пар 101